

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELLENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

GELUIDSVERSTERKING

door J. DE BOER.

534.846.4

In de open lucht en in zalen met onbevredigende acoustiek kan de verstaanbaarheid door middel van geluidsversterking verbeterd worden. Aan de plaatsing van de luidsprekers en microfoons moet eenige zorg besteed worden om te vermijden, dat naast de geluidsversterking ook ongewenschte verschijnselen optreden: versterking van het storende geluid en vergroting van de nagalmtijd. In vele gevallen is een verbetering van de acoustiek door geluidsversterking pas mogelijk door microfoons en luidsprekers met uitgesproken richteffect toe te passen.

Inleiding

Door electro-acoustische hulpmiddelen toe te passen, is het in de laatste jaren mogelijk geworden, het gesproken woord en de muziek op plaatsen hoorbaar te maken, die vroeger hiertoe niet geschikt waren, omdat de intensiteit van het gewenschte geluid te gering was voor een juiste appreciatie van sprekers en musici. Een elektrische installatie, die bij deze geluidsversterking gebruikt wordt, bestaat uit een drietal onderdelen, nl.:

- 1) de microfoon, waarmede de geluidstrillingen worden omgezet in elektrische wisselspanningen, waarin dezelfde frequenties voorkomen als in de luchttrillingen, ieder met een amplitude, die evenredig is met de amplitude van de betreffende luchttrilling;
- 2) de versterker, waarmede de wisselspanningen tot het benodigde niveau versterkt worden;
- 3) de luidspreker, waarmede de versterkte wisselspanning weer omgezet wordt in geluidstrillingen.

De toepassingen van installaties voor geluidsversterking zijn globaal in twee groepen te verdeelen:

- A) Spreker en toehoorder zijn in dezelfde ruimte geplaatst; de spreker kan zich echter zonder een elektrische installatie niet voldoende verstaanbaar maken. De elektrische installatie dient dus als het ware ter verbetering van de acoustiek van de zaal. Ook het toepassen van geluidsversterking in de open lucht is in deze groep te rangschikken.
- B) De spreker bevindt zich niet in dezelfde ruimte als de toehoorder. De elektrische installatie

dient dus in de zaal van den toehoorder als geluidsbron.

Wij zullen ons in dit artikel hoofdzakelijk met de eerste groep, de verbetering van de acoustiek en speciaal van de verstaanbaarheid door middel van luidsprekers, bezig houden.

Wanneer is geluidsversterking noodzakelijk?

Een verbetering van de acoustiek met behulp van geluidsversterking zal noodzakelijk zijn, indien een goede acoustiek door andere maatregelen, zooals het geven van een geschikte vorm aan de zaal of een geschikte keuze van de wand- of vloerbedekking, niet te bereiken is, bijv. in een al te groote zaal of in de open lucht, of in die gevallen, waarin uit praktische overwegingen de genoemde maatregelen niet getroffen kunnen worden. De verschillende mogelijkheden, die zich kunnen voordoen, zijn:

- 1) De zaal is in acoustisch opzicht goed gebouwd, maar al te groot, of de geluidsbron is te zwak, zoodat de geluidsterkte voor een goede verstaanbaarheid te klein is.
- 2) De geometrische vorm van de zaal is ongunstig voor een gelijkmatige verspreiding van het geluid.
- 3) De zaal is goed gevormd, maar de nagalmtijd is te groot.
- 4) De open lucht.

Geluidsversterking in acoustisch goed gebouwde zalen

Heeft de zaal een juiste geometrische vorm, zoodat het geluid gelijkmatig verdeeld wordt, en een

juiste nagalmtijd, dan kan de verstaanbaarheid toch onbevredigend zijn, indien tengevolge van de grootte van de ruimte of tengevolge van storende bijgeluiden de gemiddelde geluidsintensiteit te klein wordt ten opzichte van het lawaai in de zaal. Was in dit geval de geluidsbron sterker, dan zou de verstaanbaarheid niets te wenschen overlaten.

Wij willen nu nagaan, in hoeverre het mogelijk is, met behulp van een versterkerinstallatie de gewenschte sterkere geluidsbron te verkrijgen. Om de gedachte te bepalen, onderstellen wij, dat de microfoon zich midden in de ruimte bevindt, waarin het geluid gelijkmatig verdeeld is, en dat de luidspreker in de nabijheid van den spreker geplaatst is.

De eerste vraag, die nu gesteld moet worden, is deze: welke invloed heeft een dergelijke geluidsinstallatie op de acoustische eigenschappen van de zaal? Bij een goed gebouwde zaal is er geen reden om de geluidsverdeling te veranderen. Door een geluidsinstallatie in een dergelijke zaal te gebruiken verandert men echter vanzelf de nagalmtijd; deze wordt nl. steeds grooter.

Om dit te verduidelijken en quantitatief te behandelen, herinneren wij er aan, dat de geluidsterkte in een zaal volgens de theorie van Sabine onafhankelijk is van de plaats van de geluidsbron. (In het hier beschouwde geval van een zaal met gelijkmatige geluidsverdeling mag deze theorie toegepast worden). De acoustiek van de zaal zal dus niet veranderd worden, indien de geluidsinstallatie vervangen wordt door een denkbeeldig oppervlak, dat even veel geluid absorbeert als de microfoons ontvangen en even veel geluid uitzendt als de luidsprekers. Dit zou dus een oppervlak zijn met een negatieve absorptie-coëfficiënt.

De grootte van deze coëfficiënt hangt af van de mate van geluidsversterking. De verhoudingen zijn hierbij precies dezelfde, als wanneer het geluid door middel van reflecties versterkt wordt. *Met toenemende sterkte van het gereflecteerde geluid neemt ook de nagalmtijd toe.* Door middel van een geluidsinstallatie is het zelfs mogelijk, de totale absorptie van de zaalwanden nul te maken. Het geluid sterft dan niet meer uit. Dit verschijnsel staat bekend als acoustische terugkoppeling.

Indien nu, zooals wij onderstelden, de geluidsterkte bij de juiste nagalmtijd nog voldoende is, dan zou volgens bovenstaande beschouwing de geluidsinstallatie geen verbetering meer kunnen brengen. Gelukkig behoeven de verhoudingen in de practijk niet zoo ongunstig te zijn. Wij hebben nl. ondersteld, dat de intensiteit ter plaatse van de microfoon overeenkomt met de gemiddelde

intensiteit in de ruimte. Door de microfoon voldoende dicht bij den spreker te plaatsen is het echter mogelijk, de intensiteit van het op de microfoon vallende gewenschte geluid veel sterker te maken dan de gemiddelde intensiteit in de zaal, zoodat de versterkingsgraad van de versterker verminderd kan worden en dientengevolge ook de negatieve absorptie-coëfficiënt van de installatie. Daardoor neemt dan bij eenzelfde gemiddelde geluidsterkte de nagalmtijd weer iets af. Bovendien wordt hierdoor bereikt, dat het storende lawaai minder wordt versterkt dan de stem van de spreker.

Een verdere verbetering is te bereiken door een microfoon met richteffect te gebruiken. Indien een microfoon richteffect heeft, dan beteekent dit, dat hij voor geluidstralen, die uit de richting van den spreker komen, een groote gevoeligheid heeft, terwijl zijn gemiddelde gevoeligheid (over alle richtingen gemiddeld) veel kleiner is. Deze laatste bepaalt echter de waarde van de negatieve absorptie-coëfficiënt, omdat het geluid, dat de galm vormt, gelijkmatig uit alle richtingen invalt op de microfoon.

Richteffect van microfoons

Een microfoon, die reageert op de geluidsdruk, heeft, als zijn afmetingen kleiner of van eenzelfde orde van grootte zijn als de golflengte van het geluid, dezelfde gevoeligheid voor geluidsgolven uit alle richtingen. Anders is dit met een drukgradiënt-microfoon. Een dergelijk instrument reageert op het periodieke drukverschil tusschen twee naburige punten, bijv. de beide zijden van een membraan. Een geluidsgolf, wier voortplantingsrichting loodrecht staat op de verbindingslijn van deze twee punten, zal tusschen deze punten geen drukverschil geven. De microfoon reageert dus niet op deze golf. Maakt de voortplantingsrichting van de geluidsgolf een hoek φ met deze verbindingslijn, dan reageert de microfoon slechts op de component van de drukgradiënt, die in de richting van deze lijn valt. De geïnduceerde spanning is dus evenredig met $\cos \varphi$. In een polair diagram (fig. 1) wordt dit richteffect weergegeven door twee cirkels.

Wordt een combinatie van een druk- en een drukgradiënt-microfoon gebruikt, die beide dezelfde maximale gevoeligheid hebben, dan is de geïnduceerde spanning evenredig met $\frac{1}{2}(1 + \cos \varphi)$. Dit richteffect wordt door een cardioïde weergegeven, die eveneens in fig. 1 is geteekend.

De energie-gevoeligheid van een microfoon is volgens definitie evenredig met het kwadraat van de in een gegeven geluidsveld geïnduceerde span-

ning. Wanneer wij nu het gemiddelde van de gevoeligheid nemen over alle richtingen van de ruimte, dan vinden wij, dat deze gemiddelde gevoeligheid bij de drie boven besproken richtingsdiagrammen in de verhouding staat van $1 : \frac{1}{3} : \frac{1}{3}^1$, terwijl de maximale gevoeligheid (bij $\varphi = 0$) in alle drie gevallen dezelfde is. De negatieve absorptiecoëfficiënt van de beide laatstgenoemde typen microfoons is dus driemaal zoo klein als de waarde, die behoort bij de drukmicrofoon, indien in alle gevallen dezelfde mate van geluidsversterking wordt toegepast.

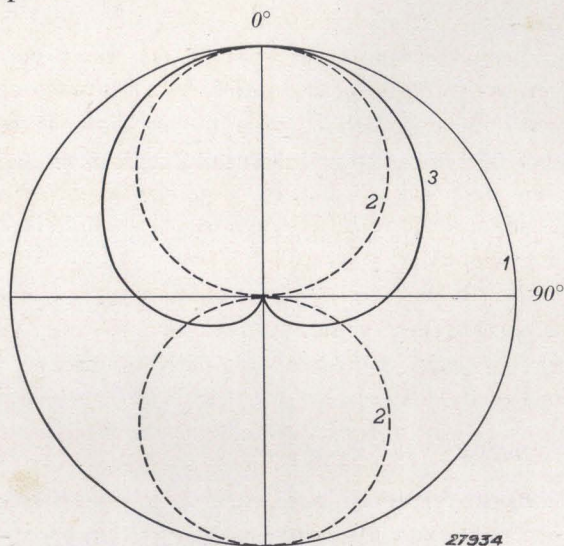


Fig. 1. Richtingsdiagram van microfoons. Spanning aan de microfoon als functie van de richting van de geluidstraal bij gegeven drukamplitude. 1: drukmicrofoon; 2: drukgradiënt-microfoon; 3: gecombineerde microfoon ($\frac{1}{2}$ drukmicrofoon + $\frac{1}{2}$ drukgradiënt-microfoon).

Plaats van de luidsprekers

Indien de zaal zoo geconstrueerd is, dat het geluid gelijkmatig over de ruimte verdeeld wordt, dan zouden de luidsprekers willekeurig geplaatst kunnen worden. Aangezien het gehoor echter, niettegenstaande de geluidsverspreiding door reflecties, nog steeds de plaats van de geluidsbron weet te localiseeren, is het gewenscht, de luidsprekers in de nabijheid van den spreker te plaatsen.

Het bepalen van de richting, waarin zich een geluidsbron bevindt, berust in hoofdzaak op de stand van beide ooren ten opzichte van de richting, waaruit de eerst aankomende (directe) geluidsgolf

komt. Is de golflengte van het geluid nl. van dezelfde orde van grootte of kleiner dan de afmetingen van het hoofd (tonen hoger dan ongeveer 300 Hz), dan is de intensiteit van het geluid ter plaatse van de twee ooren verschillend, afhankelijk van de richting van het invallende geluid. Dit intensiteitsverschil is maatgevend voor de richtingsgevaarwording. Ook het tijdsverschil tusschen de geluidsindrukken van de twee ooren speelt speciaal voor de lage tonen (als de buiging geen invloed meer heeft) een rol bij het bepalen van de richting, waarin zich de geluidsbron bevindt.

Zowel intensiteitsverschil als tijdsverschil treden op, wanneer de geluidsbron uit de stand recht vóór den luisteraar in horizontale richting wordt verplaatst. Geschiedt de verplaatsing in verticale richting, dan treden deze verschijnselen minder op; deze verplaatsing wordt dan ook veel minder sterk waargenomen. Bij de plaatsing van de luidsprekers moet hiermede rekening gehouden worden. Indien mogelijk moeten daarom de luidsprekers boven den spreker geplaatst worden en niet op zij van hem. De onderlinge afstanden van de luidsprekers en de afstanden tusschen deze en den spreker mogen niet zoo groot zijn, dat ze gescheiden kunnen worden gehoord; hun afstanden tot het publiek mogen onderling niet meer dan ongeveer 20 m verschillen (tijdsverschillen grooter dan ongeveer $\frac{1}{17}$ s mogen niet optreden).

In de meeste zalen is de geluidsterkte niet geheel onafhankelijk van de plaats van de luidsprekers. Vooral toehoorders, die zich achter in lange zalen bevinden, zullen in het algemeen des te meer geluid ontvangen, naarmate de luidspreker hoger is geplaatst. (Een geluidsgolf, die vlak over het publiek heenstrikt, wordt nl. door absorptie sterk verzwakt). Hier moet dus een compromis gevonden worden tusschen de noodzaak van een niet te groote afstand tusschen spreker en luidspreker en de eisch van een goede verstaanbaarheid op de achterste plaatsen.

De sterkte van het geluid

De verstaanbaarheid is afhankelijk van de verhouding tusschen de geluidsintensiteit en het niveau van het lawaai of de galm. Dit verband is weergegeven in Philips techn. T. 3, 144, 1938 (fig. 2). Het blijkt, dat indien de geluidsintensiteit 15 db hoger is dan het niveau van het lawaai, de verstaanbaarheid voor onsamenhangende lettergrepen nog 70% bedraagt, terwijl dan eenvoudige zinnen geheel begrepen worden. Is geen storend geluid aanwezig, dan mag de intensiteit toch niet dalen beneden een bepaalde waarde, bijv. ongeveer 30 db, anders

¹⁾ Is $R(\varphi)$ de bij een invalshoek φ geïnduceerde spanning, $d\Omega$ het element van de ruimtehoek tusschen φ en $\varphi + d\varphi$, dan is de gemiddelde gevoeligheid evenredig met:

$$\frac{1}{4\pi} \int R^2(\varphi) d\Omega = \frac{1}{2} \int_0^\pi R^2(\varphi) \sin \varphi d\varphi.$$

Voor de drukmicrofoon, de drukgradiëntmicrofoon en de gecombineerde microfoon is resp. in te vullen: $R(\varphi) = 1; \cos \varphi; \frac{1}{2}(1 + \cos \varphi)$.

daalt de verstaanbaarheid direct aanzienlijk.

Het intensiteitsniveau L in db boven de drempelwaarde (waarvoor 10^{-10} microwatt/cm² aangenomen wordt) hangt samen met het vermogen N van de geluidsbron volgens de betrekking:

$$N = \frac{V}{T} 10^{\frac{L - 73,8}{10}},$$

waarbij

V het volume van de zaal in m³,

T de nagalmtijd in seconden,

N het vermogen van de geluidsbron in μW ,

L het intensiteitsniveau boven 10^{-10} $\mu\text{W}/\text{cm}^2$.

Deze formule is gemakkelijk af te leiden uit het in een vroeger artikel (A. Th. van Urk, Philips techn. T. 3, 65, 1938, zie blz. 70) uitgerekend verband tusschen het vermogen van de geluidsbron en de energiedichtheid. In fig. 2 is een nomogram voor deze formule geteekend. Wij zien, dat met de normale sterkte van een menselijke stem ($N = 10 \mu\text{W}$) in een zaal van 10 000 m³ en een nagalmtijd van 1,5 sec een intensiteitsniveau van 45 db boven de drempelwaarde van het oor

wordt bereikt. Dit zou nog juist voldoende zijn om de spreker te kunnen verstaan, indien het lawaai niet meer dan 30 phon bedraagt. Bij een grooter lawaai zal men het geluid moeten versterken.

Het benodigde vermogen van de versterkerinstallatie kan als volgt worden berekend: Het peil van het lawaai in de zaal is bekend. Door hierbij 15 db op te tellen, verkrijgt men het wenschelijke acoustische intensiteitsniveau en verder met behulp van fig. 2 het vermogen, dat de luidsprekers, samen met de spreker, moeten leveren. Is het rendement van de luidsprekers bekend, dan volgt hieruit het vermogen, dat de versterker gemiddeld moet leveren. De maximale waarde van het vermogen, dat de versterker onvervormd moet kunnen afgeven, is ongeveer 15 db grooter ²⁾ dan de aldus berekende gemiddelde waarde.

Geluidsversterking in zalen met een ongunstige geometrische vorm

In een vorig artikel ³⁾ werd beschreven, hoe door onjuiste vorm en afmetingen van een zaal echo's (focusseering van het geluid) kunnen ontstaan. Indien de zaal zoo groot is, dat vanwege de anders onvoldoende intensiteit toch een geluidsinstallatie gebruikt moet worden, dan kunnen deze fouten eenigszins omzeild worden door een juiste keuze van de plaats van de luidsprekers. Hierdoor wordt bereikt, dat de ongunstig reflecteerende gedeelten van de wand door zoo weinig mogelijk geluid getroffen worden. Een afdoende verbetering van dergelijke fouten is echter in het algemeen slechts te bereiken door de vorm van de zaal te veranderen of door de ongunstig reflecteerende vlakken met een materiaal te bekleden, dat het geluid sterk absorbeert.

Een ander euvel van geometrische aard, dat door een electro-acoustische installatie zeer goed verholpen kan worden, doet zich vaak in kerken voor. In vele oude kerkgebouwen staan dikke pilaren. Deze zijn een groote hindernis voor de hooge tonen van het directe geluid. Is de golflengte van het geluid groot (lage tonen) vergeleken met de afmetingen van de pilaren, dan hebben deze laatste geen invloed op de voortplanting van het geluid. Is de verhouding echter klein (hooge tonen), dan worden de geluidsgolven afgebogen. Bij zeer korte golven kan men zelfs van een schaduw achter de pilaar spreken. Ter verduidelijking van deze schaduwwerking is in fig. 3 de geluidsdruk

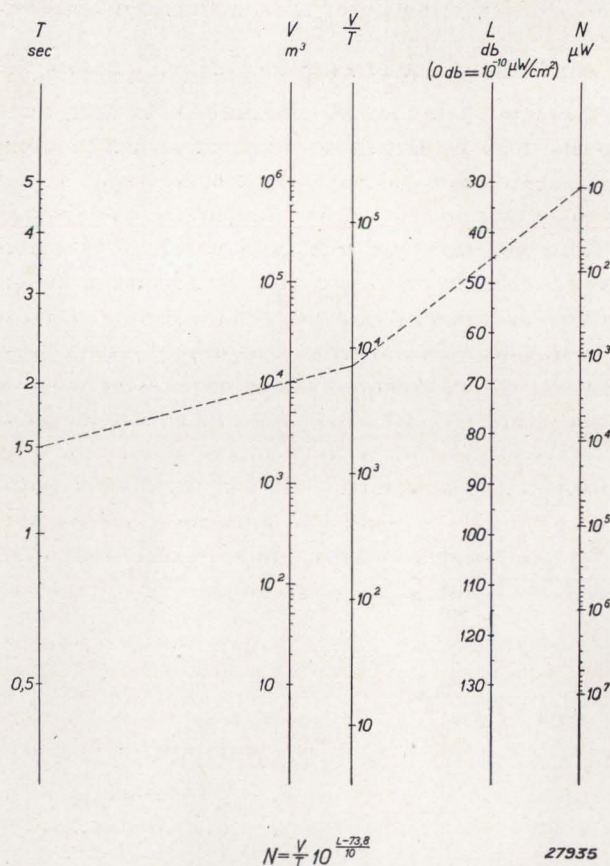


Fig. 2. Nomogram $N = \frac{V}{T} 10^{\frac{L - 73,8}{10}}$.

L = Intensiteit in db boven 10^{-10} $\mu\text{W}/\text{cm}^2$,
 N = Vermogen van de geluidsbron in μW ,
 T = Nagalmtijd in seconden,
 V = Volume van de zaal in m³.

²⁾ F. Trendelenburg, Klänge und Geräusche, Uitgever J. Springer, Berlin 1935, blz. 92.

³⁾ R. Vermeulen, Zaalacoustiek en Verstaanbaarheid, Philips techn. T. 3, 143, 1938.

aan de omtrek van een bolvormige hindernis weergegeven. Maatgevend voor de afbuiging is de verhouding van de straal a tot de golflengte λ . Een dergelijke schaduwwerking kan gecompenseerd worden door ook achter de pilaren luidsprekers te plaatsen. In kerken doet zich nog een ander probleem voor: Het publiek bevindt zich meestal niet alleen vóór den spreker, maar ook terzijde en/of achter hem.

De geluidssterkte van het gesproken woord is tengevolge van de buiging van het geluid om het hoofd niet naar alle richtingen dezelfde. Voor hooge tonen zijn de afwijkingen sterker dan voor lage. Fig. 4 geeft de gemeten richtingsverdeling weer van de gemiddelde geluidsdruk teweegebracht

fig. 3 reeds weergegeven. De hier gebruikte reciprociteitsstelling luidt algemeen: de geluidsdruk blijft dezelfde, indien men de plaats van de geluidsbron met de plaats van de drukmeting verwisselt.

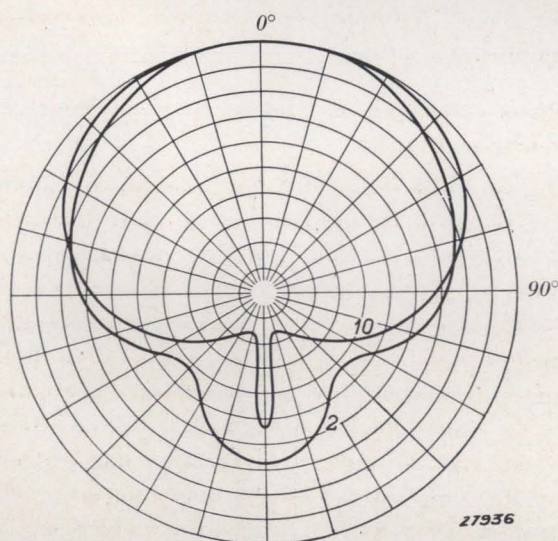


Fig. 3. Schaduwwerking van een hindernis. Verdeling van de geluidsdruk, veroorzaakt door een vlakke geluidsgolf met de golflengte λ aan het oppervlak van een bol. De getallen bij de verschillende krommen geven het product ka , waarbij $k = 2\pi/\lambda$ en a de straal van de bol.

door de menselijke stem. Het blijkt, dat de intensiteit achter den spreker ongeveer 14 db zwakker is dan vóór hem. Bovendien is de spreker vaak op een aan de achterzijde afgesloten gestoelte geplaatst, dat de afscherming naar achteren nog vergroot. Het hulpmiddel is ook hier weer: plaats een luidspreker achter het spreekgestoelte.

Om de afschermende werking van het hoofd te berekenen kunnen wij dit benaderen door een bol met een puntvormige geluidsbron aan het oppervlak. Inplaats van de geluidsdruk op groote afstand van de bol als functie van de richting te bepalen, kan men de geluidsdruk in één richting bepalen als functie van de plaats van de geluidsbron op het boloppervlak. Dit laatste verband is hetzelfde als voor de verdeling van de geluidsdruk aan het oppervlak van de bol, indien de bron zich op groote afstand bevindt. Deze verdeling werd in

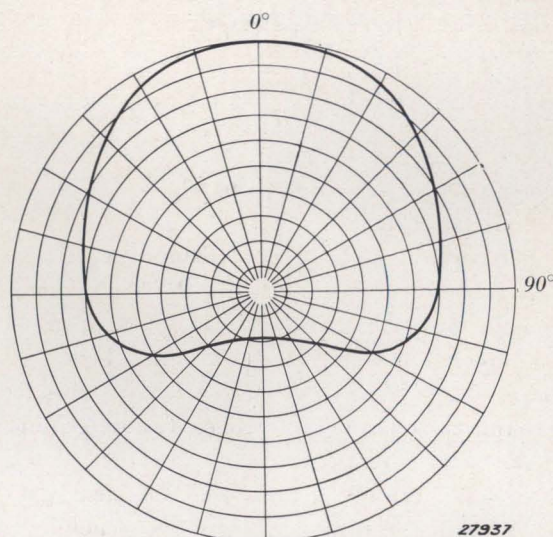


Fig. 4. Richtingsverdeling van de gemiddelde intensiteit voor de menselijke stem volgens C. Zwickler (Ingenieur 44, E 39, 1929). De kromme stelt voor de effectieve geluidsdruk in de verschillende richtingen. De intensiteit achter het hoofd van een spreker is ongeveer 14 db geringer dan vóór hem.

Geluidsversterking in zalen met te groote nagalmtijd

In een vorig artikel (Vermeulen, l.c.) werd reeds uiteengezet, hoe de verstaanbaarheid afhangt van de verhouding van het „nuttige” geluid (het geluid, dat de toehoorder binnen een interval van $1/17$ s bereikt) tot het nagalmgeluid. Is deze verhouding te klein, dan wordt de spraak onverstaanbaar. Knudsen heeft aangegeven, hoe de verstaanbaarheid afhangt van de nagalmtijd. Zijn resultaten zijn weergegeven in fig. 5. Is de nagalmtijd groter dan 3 s, dan is in het algemeen de spraak onverstaanbaar. Om de verstaanbaarheid te verbeteren, moet de intensiteit van het directe geluid vergroot worden, zonder vergroting van de nagalm. Dit kan geschieden door luidsprekers met uitgeproken richteffect te gebruiken en de gehele

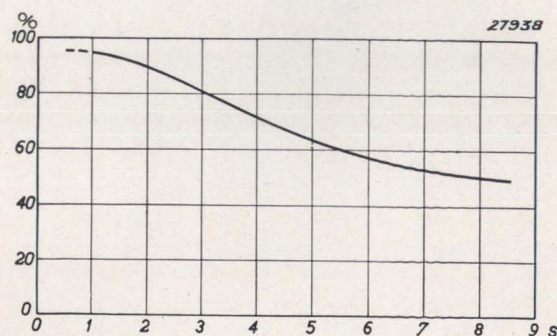


Fig. 5. Verstaanbaarheid als functie van de nagalmtijd volgens Knudsen.

geluidsenergie op het publiek te richten. Het reflectievermogen van een met toehoorders bezet vlak is practisch nul, zoodat het gereflecteerde geluid vrijwel niet wordt vermeerderd en dienengevolge ook de nagalm niet versterkt.

Richteffect van luidsprekers

Het al of niet gericht zijn van geluidsgolven hangt af van de afmetingen van het stralende oppervlak tot de golflengte van de uitgezonden geluidsgolf, verder van de vorm van het membraan en van de wijze, waarop het membraan is geplaatst. Is de golflengte groot ten opzichte van de afmetingen van het oppervlak, dan wordt een bolvormige geluidsgolf uitgezonden, die naar alle richtingen dezelfde intensiteit heeft. Wanneer de golflengte verminderd wordt en van dezelfde orde van grootte begint te worden als de afmetingen van het membraan, dan treedt een uitgesproken richteffect op; de straling wordt hoofdzakelijk uitgezonden in een richting loodrecht op het stralende oppervlak, omdat voor andere richtingen interferenties optreden tusschen de geluidsstralen, die uitgaan van verschillende punten van het membraan.

Voor een plat, cirkelvormig, stralend oppervlak, dat in zijn geheel beweegt en dat geplaatst is in een oneindig groote schermplaat, kan de geluidsverdeling exact berekend worden. Men vindt:

$$\frac{p_a}{p_0} = 2 \frac{J_1(ka \sin \alpha)}{ka \sin \alpha} \dots \dots (1)$$

waarin

$k = 2\pi/\lambda$; λ = golflengte van het geluid,

a = straal van het membraan,

p_a = geluidsdruk in een richting, die een hoek α maakt met de normaal op het oppervlak,

p_0 = geluidsdruk in de richting van de normaal,

J_1 = Besselfunctie van de orde 1.

In fig. 6 is de door verg. (1) uitgedrukte richtings-

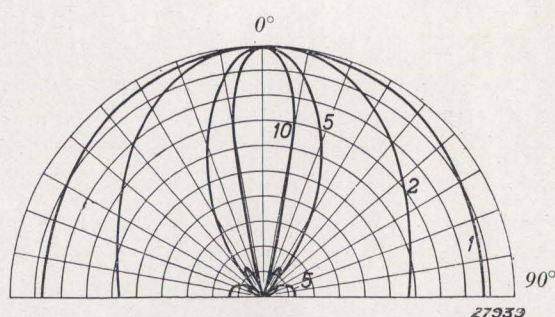


Fig. 6. Richtingsverdeling van de intensiteit bij een cirkelvormige, trillende plaat in een oneindig groote schermplaat. De getallen bij de krommen geven de parameter ka , die de verdeling bepaalt.

verdeling weergegeven voor verschillende waarden van de parameter ka .

Uit de figuur volgt, dat een behoorlijk richteffect met een openingshoek van 90° voor een toon van bijv. 500 Hz ($k = 0,1 \text{ cm}^{-1}$) pas bereikt wordt met een membraan van 100 cm diameter ($ka = 5$). In het algemeen is de diameter van een luidsprekerconus slechts van de orde van 20 cm en het is niet gewenscht, deze diameter te vergrootten, omdat een grootter membraan, dat voldoende stijf is om in zijn geheel te trillen, veel zwaarder zou worden, waardoor het rendement van de luidspreker zou afnemen.

Het is echter nog op een andere wijze mogelijk om het richteffect van een luidspreker te vergrootten, nl. door de conus in een hoorn te plaatsen. De diameter van het stralende hoorn-oppervlak is grooter dan die van de conus, zoodat het richteffect scherper wordt.

Indien men op deze wijze de allerlaagste frequenties van het geluid nog zou willen richten, dan zouden de afmetingen van de hoorn te groot worden voor een practische uitvoering. Door de frequenties, welke niet gericht worden, met behulp van een electrisch filter vóór de luidspreker te elimineeren, kan echter toch bereikt worden, dat het geheele door de luidspreker afgegeven geluid voldoende gericht wordt. Het ontbreken van de lage tonen is slechts van geringe invloed op de verstaanbaarheid (zie Vermeulen, l.c.); indien bijv. alle frequenties beneden 500 Hz niet worden doorgegeven, dan bedraagt de verstaanbaarheid nog 95%. Het afsnijden van de lage tonen mag echter ook niet overdreven worden (dit zou bijv. noodig zijn bij toepassen van luidsprekers zonder hoorn), omdat hierdoor het timbre van het geluid te sterk verandert en de toehoorder het verschil in timbre tusschen den spreker en de luidsprekers gaat merken.

In fig. 7 is weergegeven de gemeten richtingsverdeling van de uitgestraalde intensiteit voor een luidspreker (diameter van de conus 22,5 cm), geplaatst in een schermplaat (diameter 100 cm), resp. in een hoorn (opening 62 cm). We zien, dat de energie in het laatste geval voor frequenties boven 500 Hz in hoofdzaak uitgestraald wordt binnen een kegel met een opening van 60° . Uit de afstand van de luidsprekers tot het publiek volgt direct het aantal luidsprekers, noodig om de geheele zaal te bestrijken. Tevens volgt hieruit, mede in verband met het gewenschte geluidsniveau, de grootte van de door de luidsprekers uit te zenden acoustische energie.

De microfoon moet zoover mogelijk buiten de door de luidspreker uitgezonden bundels geplaatst

zijn. Met voordeel kan men hier gebruik maken van een drukgradiënt-microfoon, die dusdanig opgesteld is, dat de verbindingslijnen van de microfoon naar de luidsprekers in de niet gevoelige zone van de microfoon vallen.

Een andere methode om het directe geluid in een zaal te versterken ten opzichte van het nagalmgeluid, is het gebruik van vele kleine luidsprekers. Deze worden tusschen de toehoorders geplaatst. Tengevolge van de geringe afstand tusschen luidsprekers en toehoorders wordt het geluid van de luidsprekers volkomen door het publiek geabsorbeerd, zonder dat zij een uitgesproken richteffect behoeven te hebben. Bij het toepassen van deze

vele gevallen zal het dan ook noodig zijn, de intensiteit van het geluid te versterken. Een mogelijkheid hiertoe bestaat in het aanbrengen van een schot of geluidsreflector achter den spreker. Deze maatregel heeft echter door de geringe afmetingen van dergelijke reflectoren veel minder effect dan de reflecterende wanden en speciaal het reflecterende plafond in een zaal, en een afdoende verbetering is op deze wijze niet te bereiken.

Een geluidsinstallatie kan hier de gewenschte verbetering brengen. Indien men enkele groote luidsprekers wil gebruiken, dan moeten deze liefst sterk richtende eigenschappen hebben om de beschikbare energie zoo nuttig mogelijk te ver-

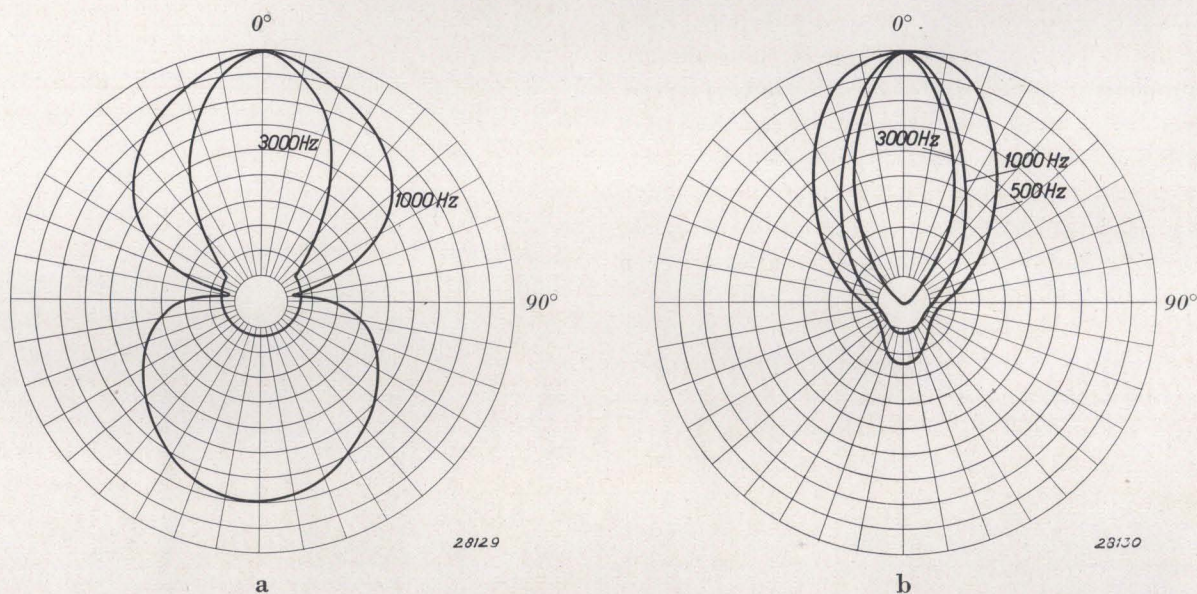


Fig. 7. Gemeten richtingsverdeling van de geluidsdruk voor een luidspreker: a) geplaatst in een schermplaat, b) geplaatst in een hoorn.

methode moet er op gelet worden, dat de toehoorder geen geluid ontvangt van luidsprekers, die meer dan 20 m van hem geplaatst zijn dan de dichtstbijzijnde luidspreker, omdat anders het tijdsverschil storend begint te worden. Dezelfde overweging geldt voor het tijdsverschil tusschen het geluid, afkomstig van den spreker zelf en van de luidsprekers.

Geluidsversterking in de open lucht

In de open lucht zal uit den aard der zaak geen voor de verstaanbaarheid schadelijke galm optreden. Het niveau van andere storende bijgeluiden is daarentegen meestal hoger dan in een zaal het geval is (geluid van het vergaderterrein; publiek maakt meer lawaai), zoodat de voor een voldoende verstaanbaarheid benodigde intensiteit in de open lucht meestal toch grooter is dan in een zaal. In

deelen. Bij het richten van de luidsprekers zal men soms er op moeten letten, dat geen hinderlijke reflecties door de tribune-muren optreden.

Een belangrijke rol bij de geluidsversterking in de open lucht speelt de wind. De windsnelheid neemt in verticale richting toe. Geluidsgolven, die zich in de windrichting voortplanten, zullen daardoor naar de aarde toe gebogen worden. Is de voortplantingsrichting daarentegen tegengesteld aan de richting van de wind, dan worden de geluidsgolven omhoog gebogen. In het eerste geval is de dracht van een geluidsbron grooter, in het laatste geval kleiner dan zonder wind het geval is.

Bij normale windsterkte kan de afstand van de geluidsbron, waarop het gesproken woord kan worden verstaan, in de windrichting bijv. het dubbele en tegen de windrichting bijv. de helft van de dracht zonder wind bedragen.

AUTOMATISCH MACROSCOPISCH MATERIAALONDERZOEK MET BEHULP VAN RÖNTGENSTRALEN

door J. E. DE GRAAF en J. H. VAN DER TUUK.

539.26 : 537.562

Beschreven wordt een werkwijze voor het automatisch opsporen van fouten, bijv. holten, in werkstukken met behulp van ionisatiekamers en een versterkerinrichting.

Inleiding; principiele schakeling der ionisatiekamers

De in dit tijdschrift in een serie artikelen¹⁾ behandelde methode van röntgenografisch onderzoek van de macrostructuur heeft een nadeel, dat ernstig kan zijn bij seriefabricage van goedkoopere werkstukken. Dit nadeel wordt gevormd door de kosten per onderzocht werkstuk, die soms hoog zijn ten opzichte van die van het werkstuk. De oorzaken hiervan liggen in de hoge filmkosten en de betrekkelijk geringe snelheid van onderzoek. Men kan nu in plaats van de fotografie het doorlichtbeeld op een fluorescentiescherm bekijken. Deze werkwijze wordt veel toegepast bij onderdelen voor vliegtuigen, die meestal dun van wand zijn, of bestaan uit lichte metalen als aluminium en magnesium. De methode werkt goed en snel, maar bezit de nadelen van niet objectief te zijn, geen documentatie te leveren en een veelvuldige afwisseling te eischen van de waarnemers, die anders te vermoeid worden.

In dit artikel wordt een methode van onderzoek beschreven, zooals deze in het Röntgenlaboratorium der Philipsfabrieken is uitgewerkt voor het automatisch aantoonen van holten en dergelijken in werkstukken. Hierbij valt op te merken, dat de beschreven installatie geenszins in een vorm is gebracht, die zonder meer voor industriële toepassing geschikt is, doch slechts heeft gediend om de principiele mogelijkheid van de methode te bestudeeren.

Het is bekend, dat men de intensiteit van een röntgenbundel kan meten met behulp van een ionisatiekamer; de daarin als gevolg van ionisatie optredende stroom is een maat voor de intensiteit der röntgenstralen. Aangezien een holte in een metaal een plaats van verminderde absorptie is, is de intensiteit van de daar ter plaatse doorgelaten röntgenbundel groter dan die van eenzelfde bundel, welke het onverzwakte metaal heeft doorlopen. Dit intensiteitsverschil kan men met een ionisatiekamer meten.

Zou men met slechts één ionisatiekamer werken, dan zouden ook kleine netspanningsschommelingen

aangetoond worden, daar de door een dik stuk metaal doorgelaten röntgenstraling evenredig is met een zeer hoge macht (bijv. 5 à 10) van de spanning op de röntgenbuis, en dus van de netspanning.

Om dit nadeel te ontgaan kan men gebruik maken van de balansschakeling, die in *fig. 1* is weergegeven. Zoolang de intensiteit van de beide röntgenbundels gelijk blijft, blijven de stroom door de ionisatiekamers *a* en *b* gelijk, blijft de stroom door de groote weerstand *R* nul, en blijft de spanning tussen *c* en *d* nul. Ongelijke intensiteit van de bundels, bijv. doordat vóór één van beiden een fout in het werkstuk verschijnt, geeft aanleiding tot een spanning tussen *c* en *d*. Deze spanning kan na versterking gebruikt worden om een tussen de klemmen *e* en *f* aangesloten waarschuwingssignaal tot werking te brengen.

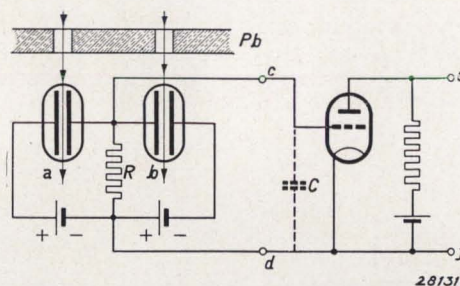


Fig. 1. Gebruik van twee ionisatiekamers *a* en *b* in een balansschakeling, teneinde onafhankelijk te worden van gelijke en gelijktijdige schommelingen in de intensiteit van de beide röntgenbundels (netspanningsschommelingen). Vóór de kamers staat een scherm van lood, dat de bundels begrenst.

De uitvoering van het onderzoek geschiedt dan als volgt: tussen de ionisatiekamers en de er tegenover opgestelde röntgenbuis wordt het werkstuk bewogen. Deze beweging kan bij een buisvormig voorwerp het beste geschieden door het voorwerp om zijn as te draaien en tegelijkertijd langs deze as te verschuiven. Het voorwerp wordt dan volgens een spiraal afgezocht en de fouten passeeren de ionisatiekamer met een snelheid, gelijk aan de omtreksnelheid van het voorwerp.

Uiteraard kan met deze methode slechts de aanwezigheid van een fout geconstateerd worden. Voor de diagnose van zijn oorzaak blijft de

¹⁾ Philips techn. T. 2, 315, 350, 377, 1937 en 3, 93, 190, 1938.

röntgenfotografie noodzakelijk, omdat alleen deze voldoende gegevens over vorm, ligging en samenhang van de fouten verstrekt.

De gevoeligheid van de methode

Men kan het verschil der stroomen door de beide ionisatiekamers en daarmee de spanning tussen c en d (fig. 1), die veroorzaakt wordt door een fout vóór één der kamers, eenvoudig bij benadering berekenen voor het geval van monochromatische röntgenstralen. Bij een opvallende intensiteit I_0 en een doorloopen materiaaldikte van resp. d en $(d - \Delta d)$ zijn de intensiteiten achter het werkstuk (fig. 2):

$$I_1 = I_0 e^{-\mu d}, \text{ resp. } I_2 = I_0 e^{-\mu (d - \Delta d)},$$

waarin μ de absorptiecoëfficiënt voor de röntgenstralen in het werkstuk voorstelt. De daardoor veroorzaakte ionisatiestroomen in de kamers van een lengte D zijn:

$$i_1 = p I_1 (1 - e^{-\mu' D}) \text{ resp. } i_2 = p I_2 (1 - e^{-\mu' D}),$$

waarin μ' de absorptiecoëfficiënt is in het gas van de ionisatiekamers. Verder stelt p een evenredigheidsfactor voor, die eenigszins van de golflengte λ van het röntgenlicht afhangt, daar met afnemende golflengte een afnemend gedeelte van de primair

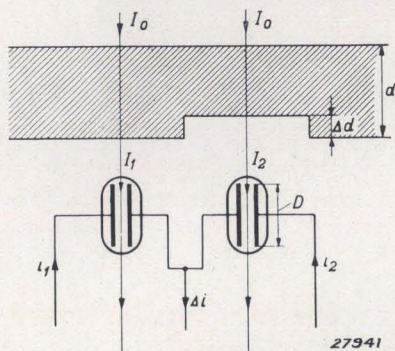


Fig. 2. Illustratie der berekening van de verschilstroom Δi , die veroorzaakt wordt door een dikteverschil Δd in het werkstuk.

geabsorbeerde energie in secundaire electronen wordt omgezet. De gebruikte ionisatiekamers zijn nl. meestal kleiner dan de dracht, die de foto-electronen, welke bij de absorptie van röntgenquanta ontstaan, in het vulgas bezitten, zoodat zij de wand bereiken, alvorens hun volledige bijdrage tot de ionisatie te hebben geleverd.

Voor de verschilstroom vinden wij dus:

$$\begin{aligned} \Delta i &= i_2 - i_1 = i_1 \left(\frac{i_2}{i_1} - 1 \right) = \\ &= i_1 \left(\frac{I_2}{I_1} - 1 \right) = i_1 (e^{\mu \Delta d} - 1). \end{aligned}$$

Omdat $\mu \Delta d \ll 1$ (daar Δd zeer klein is) wordt dit:

$$\Delta i = i_1 \mu \Delta d. \quad (1)$$

Hierbij is verwaarloosd de absorptie in het glas van de ionisatiekamers (dat dun is) en ook de ionisatie door foto-electronen, die van het glas uitgaan. Bovendien is verwaarloosd de invloed der in het werkstuk verstrooide stralen, hetgeen toelaatbaar is, omdat de bundels, waarmee gewerkt wordt, steeds een zeer geringe doorsnede hebben.

Het experimenteel, dus met het natuurlijke spectrum van een röntgenbuis, waargenomen verband tussen de sterkte S van het signaal en de diepte Δd van de fout wordt door fig. 3 weergegeven

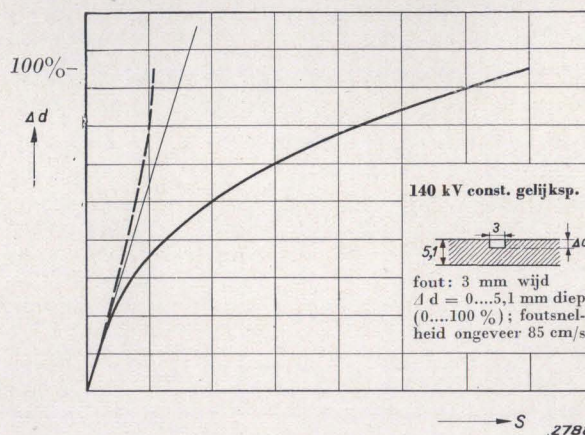


Fig. 3. Verband tussen de diepte Δd van de fout (in % van de onderzochte wanddikte) en de signaalsterkte S (in willekeurige eenheden) bij constante breedte van de fout en constante snelheid, waarmee zij langs de röntgenbuis voorbijgaat.

voor een totale ijzerdikte van 5,1 mm. Op grond van de formules (1) en haar afleiding zou men na een lineair begin een langzamere toename verwachten van de signaalsterkte S met de foutdiepte Δd , bijv. ongeveer volgens de stippellijn van fig. 3. Echter vindt men een snellere toename van S met Δd , die bij ongeveer 30% diepte van de fout begint en verloopt volgens de dikke getrokken lijn. Dit is waarschijnlijk toe te schrijven aan het steeds zachter worden van de door de foutieve plaats doorgelaten straling, die vooral in de gedeelten van het spectrum met groote golflengten relatief minder verzwakt is dan de straling, die door de volle wanddikte is doorgelaten. Hoe zachter de röntgenstraling is, des te grooter is de absorptie in het vulgas en ook de gevoeligheid.

Er is een minimaal stroomverschil Δi , dat nog juist is aan te toonen. Bij groote versterkingen wordt een uiterste grens aan de waarneming gesteld door het statistische gebeuren in de ionisatiekamers, hetgeen maakt, dat $\Delta i_{\min}$ evenredig is met $\sqrt{i}$: $\Delta i_{\min} = q\sqrt{i}$. Dus is het minimale dikteverschil,

dat men onder bepaalde omstandigheden nog kan aantonen:

$$\Delta d_{\min} = \frac{\Delta i_{\min}}{i_1 \mu} = \frac{q}{\mu \sqrt{i_1}} \cdot \dots \cdot (2)$$

Het minimale relatieve dikteverschil is dan:

$$\left(\frac{\Delta d}{d}\right)_{\min} = \frac{q}{\mu d \sqrt{i_1}} = \frac{q}{2 \sqrt{p I_0 \mu' D}} \frac{e^{\mu d/2}}{\mu d/2} \cdot (3)$$

De kwaliteit van de röntgenstraling (de golflengte λ) heeft een belangrijke invloed op de minimale aantoonbare relatieve fout. Onderzoeken we deze invloed eerst bij constante primaire dosis ($p I_0 \mu' D = \text{const.}$) en veranderlijke golflengte, dwz. veranderlijke absorptie-coëfficiënt, dan vinden we een minimum voor $\mu d/2 = 1$, dwz. als ongeveer 12% ($= e^{-2}$) van de primaire intensiteit wordt doorgelaten. Dit optimum ligt bij een langere golflengte dan die, waarbij de te onderzoeken dikte gelijk zou zijn aan de halveeringsdikte $d_{1/2}$, dwz. de materiaal-dikte, waarbij 50% van de primaire intensiteit wordt doorgelaten. Daarvoor geldt immers:

$$e^{-\mu d_{1/2}} = 1/2, \text{ of } \mu = \frac{\ln 2}{d_{1/2}} = \frac{0,7}{d_{1/2}}.$$

Men kan dus ook zeggen, dat bij constante stralingskwaliteit (en constante primaire dosis) het optimum ligt bij een dikte, die enkele malen groter is dan de halveeringsdikte van de betrokken straling.

Bij de inhomogene straling van een röntgenbuis gelden (2) en (3) natuurlijk slechts voor elke golflengte van het spectrum afzonderlijk (met bijbehorende waarden van μ en μ'), bovendien neemt de primaire dosis bij constante buisstroom ongeveer kwadratisch met de buisspanning toe. Door dit laatste verschuift bij constante materiaaldikte de optimale buisspanning naar hogere waarden dan die, waarbij 12% wordt doorgelaten. Omgekeerd bij constante spanning nadert de optimale dikte meer tot de halveeringsdikte (maar blijft groter dan deze). Dat betekent echter toch nog, dat men zoo hoog mogelijke buisspanningen moet toepassen, daar men in het algemeen met werkstukken van 10 mm dikte of meer te doen zal hebben en bij een door 400 kV opgewekte straling de halveeringsdikte na matige filters nog slechts ongeveer 6 mm ijzer bedraagt. Men zal dus alleen voor de dunste en lichtste werkstukken het optimum bereiken. In ieder geval moet men de buisspanning kiezen ver boven die, welke in de röntgenfotografie gebruikt worden: daar is voor het fotograferen in ongeveer 3 min van 10 mm ijzer met versterkingschermen ongeveer 100 kV nodig. De doorgelaten röntgenenergie bedraagt daarbij ongeveer 1% van

de primaire dosis in plaats van ruim 12% ($\mu d \sim 5$ in plaats van ~ 1).

Bij de experimentele controle van (2) en (3) werd fig. 4 gevonden, waarbij inderdaad als functie

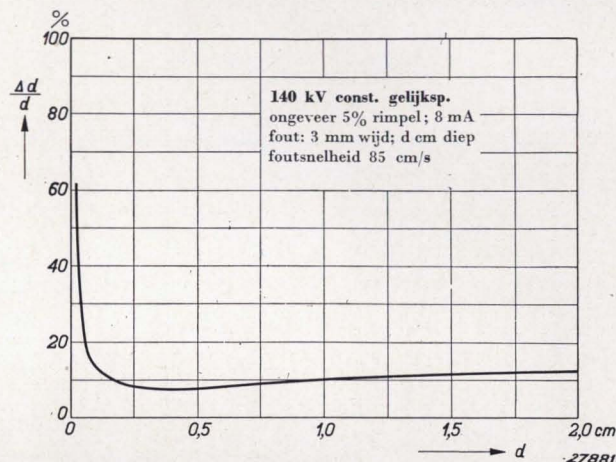


Fig. 4. De relatieve fout $\Delta d/d$ in afhankelijkheid van de wanddikte d bij constante buisspanning (140 kV; constante gelijkspanning; 8 mA), constante breedte (0,3 cm) en constante snelheid (85 cm/sec) van de fout.

van de wanddikte d een minimale aantoonbare relatieve fout optrad, als de verhouding tussen de sterkte van het waargenomen signaal en de middelbare waarde van de statistische fluctuaties steeds ongeveer gelijk aan 2 werd gekozen. De dikte $d = 0,4$ cm bij het minimum is, zooals te verwachten, iets groter dan de halveeringsdikte voor de gebruikte buisspanning (ongeveer 0,3 cm ijzer bij 140 kV bij de toegepaste filtering der stralen). De minimale aan te toonen relatieve fout bedraagt dus $7\frac{1}{2}\%$, waarbij op te merken is ten eerste, dat hier geen maatregelen getroffen waren om de statistische fluctuaties klein te houden en ten tweede, dat een verhouding van gewenst signaal tot gemiddelde statistische fluctuatie van ongeveer 2 voor technische toepassingen klein is. De dubbele waarde ware beter.

De constructie der ionisatiekamers

Deze wordt weergegeven door fig. 5. De belangrijkste eischen zijn die van zeer goede isolatie der elektroden en van stijve opstelling, het laatste om te voorkomen, dat gedeelten van de constructie ten opzichte van elkaar gaan trillen („microfonisch effect”). De goede isolatie is verkregen door het toepassen van een zeer slecht geleidende soort glas en door het aanbrengen van een geaarde ring A tussen de elektroden. Alle elektroden zijn van chroomijzer, waardoor zij in het glas konden worden ingesmolten. De middenelectrode past zeer precies in de ionisatiekamer, maar raakt het glas niet, om de isolatie zoo goed mogelijk te houden. De beide

ionisatiekamers hebben diensgevolge dezelfde gasdruk (natuurlijk ook dezelfde lengte).

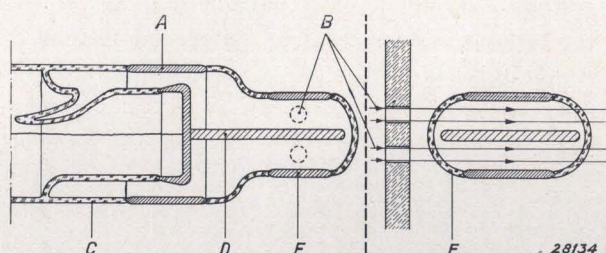


Fig. 5. Tweelingionisatiekamers voor automatisch materiaal-onderzoek. A geaarde ring, B röntgenbundels, de wand C is vervaardigd van een zeer goed isoleerende glassoort; D zeer goed geïsoleerde middenelectrode, E direct met de batterijen verbonden elektroden; de wand F is vervaardigd van een dunne, zeer doorlatende soort glas.

Daar de absorptie van de straling in het gas, en dus de ionisatiestroom, toeneemt met het atoomnummer en de druk van het gas, werd bij de meeste proeven (ook die van fig. 4) xenon met een druk van 1 atmosfeer gebruikt. Het is mogelijk, de druk in een xenon-ionisatiekamer groter dan 1 atmosfeer te maken door eenvoudig een bekende hoeveelheid van het zuivere gas te laten condenseeren in de uitgepompte kamer, als deze in vloeibare lucht wordt gehouden. Na het afsmelten kan men de ionisatiekamer weer op kamertemperatuur brengen, waardoor het xenon verdampt. Men kan zoo gemakkelijk xenon onder een druk van 10 atm. verkrijgen. Volgens de hier verrichte metingen met röntgenstralen van 150 kV is het aantal ionenparen, dat gevormd wordt in xenon rond 50 maal zoo groot als dat in lucht van dezelfde druk.

De lengte van de ionisatiekamer (D in fig. 2) moet zoo groot mogelijk gekozen worden. Later zal echter worden aangetoond, dat vergroting van D bij bepaalde dwarsdoorsnede van de kamer geen zin heeft als de kamer capaciteit reeds groot is ten opzichte van de overige capaciteit aan het rooster van de eerste versterkerlamp. De diameter van de röntgenbundels wordt groter gekozen dan de diameter a van de kleinste gietgal, die moet worden aangetoond; immers deze gietgal moet het minimaal waarneembare signaal produceeren en dus moet zijn volle grootte ineens tot werking komen. Wanneer bijv. een hol cilindrisch voorwerp onderzocht zal worden, zal men dit spiraalsgewijs afzoeken door het voorwerp om zijn as te draaien en de kamer gelijktijdig langs die as te bewegen. Is de spoed van de afzoekspiraal s , dan wordt de gunstigste bundeldiameter $a + s$, aangezien bij een grotere bundeldiameter het door de minimale fout veroorzaakte signaal toch niet groter wordt, maar wel de continue ionisatiestroom en dus de statistische fluctuaties, die de gevoeligheid beperken. Om

dezelfde reden kiest men de spoed niet te groot, bijv. $s = \frac{1}{3} a$.

Het is noodig, een diafragma met twee openingen te plaatsen tusschen het onderzochte voorwerp en de kamer, opdat er geen verstrooide röntgenstralen van de ééne bundel in de andere kamer komen, waardoor de verschilstroom zou verminderen.

De statistische fluctuaties in de ionisatiestroomen

Door het statistisch aankomen van de geladen deeltjes aan de elektroden wordt in het algemeen de grootte bepaald van de minimaal waarneembare verschilstroom. Men kan bijv. deze verschilstroom drie- of vijfmaal zoo groot kiezen als de middelbare waarde van de fluctuaties in de ionisatiestroom. Men kan inzien, dat de statistische fluctuaties in een ionisatiestroom aanzienlijk groter moeten zijn dan die van een even groote elektronenstroom, welke door een gloeidraad wordt uitgezonden. Immers, de stroomfluctuaties zijn afhankelijk van de grootte van het elementaire ladingsdeeltje, bij de emitteerende draad dus het electron. In een ionisatiekamer echter ontstaat per (in statistisch varieerende intervallen) geabsorbeerd röntgenquantum één zeer snel electron, dat een groot aantal secundaire electronen (van de orde van 1000) produceert bij zijn botsingen met de gasatomen. Die botsingen geschieden gemiddeld op gelijke tijdsafstanden, en zoo doet de geheele productie door één primair electron min of meer dienst als elementaire lading in de statistica der stroomfluctuaties. Deze kunnen daardoor bijv. dertigmaal ($\sim \sqrt{1000}$) groter zijn dan bij een even groote door een gloeidraad uitgezonden stroom.

De middelbare waarde van de fluctuaties is evenredig met de wortel uit de ionisatiestroom²⁾ en dus neemt met toenemende ionisatiestroom de minimaal waarneembare fout af, als door de voor het verkrijgen van een groote ionisatiestroom vereischte maatregelen (verlenging van de kamer of verhooging van de druk) de verschilstroom ook evenredig toeneemt (formule (3)). Bij een bepaalde fout zal dan de verhouding van signaal tot fluctuaties verbeteren evenredig met de vierkantswortel uit de gasdruk in de kamer; een vergroting van de stroom door de röntgenbuis heeft dezelfde invloed.

Verschillen in de looptijden der ionen

De positieve xenon-ionen hebben een tien- tot honderdmaal geringere snelheid dan de electronen, die de negatieve lading dragen in dit gas. Het gas was nl. zoo zuiver, dat niet door hechting van electronen aan electro-negatieve atomen

²⁾ Vgl.: Philips techn. T. 2, 136 en 329, 1937 en 3, 193, 1938.

negatieve ionen van veel geringere snelheid gevormd konden worden. De gemiddelde looptijd van de positieve ionen, noodig om een electrode te bereiken, was ongeveer $3 \cdot 10^{-3}$ s, terwijl deze voor electronen verwaarloosd kan worden. Bij een plotselinge verandering van de intensiteit van de röntgenbundel zal de ermee gepaard gaande verandering van de electronenstroom naar de electrode in de eene kamer ongeveer $3 \cdot 10^{-3}$ s eerder aankomen dan de verandering van de ionenstroom in de andere. Dientengevolge veroorzaakt een rimpel in de spanning van de röntgenbuis (tengevolge van storingen in de gelijkrichter of onvoldoende vereffening van de buisspanning) toch nog een signaal, ondanks het gebruik van de balansschakeling van fig. 1 (uiteraard is dit signaal veel zwakker dan dat, wat een enkele ionisatiekamer zou geven).

Het hoogspanningsapparaat

Het hoogspanningsapparaat moet om twee redenen een zoo constant mogelijke spanning leveren:

- omdat de waarneembare fout van de spanning afhangt (I_0 en μ in formule (3)) en
- omdat een rimpel steeds tot een signaal aanleiding geeft.

Men moet dus een schakeling voor constante gelijkspanning toepassen en daarbij voldoende groote vereffeningcondensatoren gebruiken. Volgens dosismetingen verandert het dosisverschil achter 10 resp. 7 mm ijzer ongeveer met de vierde macht van de buisspanning, indien deze tusschen 100 en 200 kV varieert. Een spanningsvariatie van 5% geeft dus een signaalvariatie van ongeveer 20%. Hieruit blijkt wel, dat de rimpel van de buisspanning niet meer dan 1 à 2% mag bedragen. Een sterk pulseerende spanning is volkomen onbruikbaar, omdat er dan tijdsintervallen zijn, waarin een fout heelemaal niet ontdekt kan worden, daar er geen röntgenstralen door het werkstuk dringen.

De waarneembare fout

Deze hangt volgens (2) en (3) nog af van de onderzochte wanddikte. Volgens die formules is de verhouding der nog juist aantoonbare relatieve fouten, bij resp. 10 en 8 mm ijzer als 1,3 : 1; de verhouding der absolute fouten is dus 1,6 : 1. Inderdaad werd voor een bepaald geval gevonden, dat in 10 resp. 8 mm ijzer fouten van 3 resp. 2 mm diepte even goed aantoonbaar waren. Dit geldt dus voor een constant ingestelde $\Delta i_{\min}$. Deze verandering van de gevoeligheid met de wanddikte kan men eenvoudig vermijden door een mal te

gebruiken, die ook in de röntgenbundel komt en met het werkstuk medebeweegt. Door geschikte wanddikten van de mal kan men de totale materiaaldikte constant houden. Deze maatregel is tegelijkertijd noodig om de ionisatiestroom, hun fluctuaties en daardoor de gevoeligheid van het apparaat ($\Delta i_{\min}$) onafhankelijk van de materiaaldikte constant te houden. Bij constante primaire dosis ($p I_0 \mu' D = \text{constant}$) zou de relatieve fout constant blijven bij veranderlijke d , als de golflengte van de röntgenstraling zóó veranderde, dat het product van absorptiecoëfficiënt en materiaaldikte μd constant blijft, of d evenredig met $1/\mu$ is. Daar voor de halveringsdikte geldt: $d_{1/2} = \ln 2/\mu$, is derhalve het quotiënt van materiaaldikte en halveringsdikte $d/d_{1/2}$ constant voor een constante relatieve fout. De kromme der halveringsdikten als functie van de golflengte stelt derhalve op een bepaalde schaal ook het verloop voor van dikten met constante relatieve fout (bij constante primaire dosis).

De eerste versterkertrap; de vorm van het signaal

Beweegt een fout, bijv. een gietgal, voorbij een ionisatiekamer, dan ontstaat een verloop van de verschilstroom met de tijd als aangegeven in fig. 6

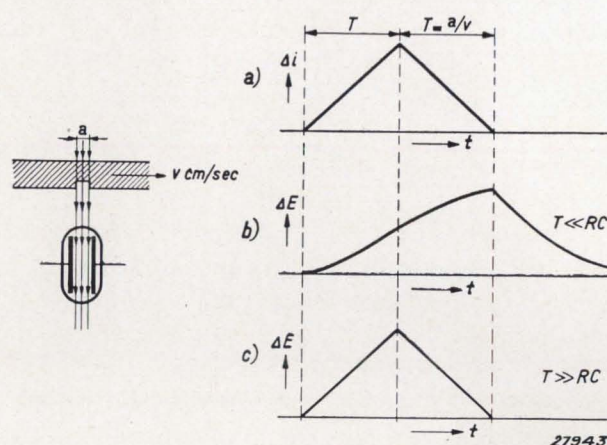


Fig. 6. Verloop van de stroom Δi (a) door de roosterweerstand en van de spanning ΔE (b en c) aan het rooster bij passeeren van een fout van de grootte a voorbij een ionisatiekamer met een snelheid v .

voor een holte, die dezelfde diameter heeft als de röntgenbundel. We kunnen nu twee uitersten onderscheiden, nl. dat de tijd T , gedurende welke de fout passeert, zeer klein of wel zeer groot is ten opzichte van de relaxatietijd RC , waarbij R de roosterweerstand in de balansschakeling en C de totale capaciteit aan het rooster voorstelt (fig. 1). De hiermede overeenkomende spanningsveranderingen aan het rooster van de eerste lamp worden resp. in fig. 6b en 6c weergegeven. De maximale rooster-spanningsveranderingen zijn eenvoudig te berekenen.

Voor $T \ll RC$ is:

$$\Delta E_{\max} = \frac{1}{C} \int_0^T \Delta i \, dt = \frac{1}{C} T \Delta i_{\max} \quad (4)$$

en voor $T \gg RC$:

$$\Delta E_{\max} = \Delta i_{\max} R \cdot \dots \cdot (5)$$

Men kan dus verwachten, dat men bij variabele snelheid v van de fout een gebied vindt (bij groote snelheden), waarvoor (4) geldt en dus het maximale signaal evenredig is met T (en omgekeerd evenredig met v). Bij zeer kleine snelheden zal men dan vinden, dat volgens (5) de sterkte van het signaal onafhankelijk van de snelheid v is. Fig. 7 bevestigt dit

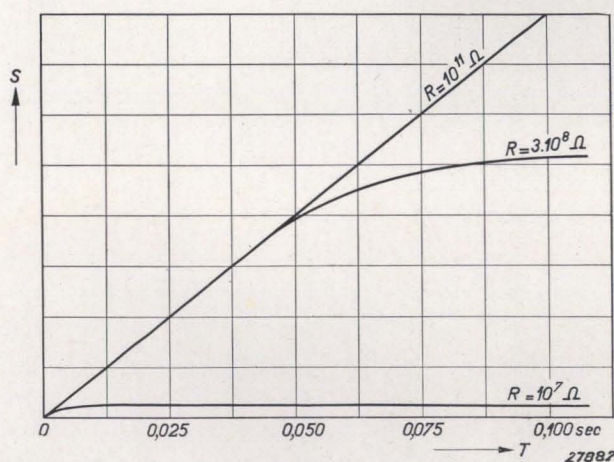


Fig. 7. Verloop van de maximale signaalsterkte S (in willekeurige eenheden) met den tijd T volgens fig. 6 bij veranderlijke foutsnelheid v . De tijd T , gedurende welke de fout passeert, is het quotiënt van de foutdiameter a en de foutsnelheid v .

voor een geval, waarbij $\Delta i_{\max} \sim 10^{-10}$ ampere en $C \sim 10^{-10}$ farad was. Hoe grootter de weerstand R is, hoe langer voldaan is aan $T \ll RC$ en dus ook hoe langer de kromme recht blijft en hoe hoger uiteraard de afwijking in horizontale richting ligt.

Voor gegeven waarden van $\Delta i_{\max}$, C en T neemt het signaal met toenemende R toe tot de toestand van (4) bereikt is. Een verdere vergroting van R heeft geen zin; integendeel geeft een grootere weerstand meer kans op storingen. Hoe kleiner C is, hoe hoger uiteraard de spanningsvariatie op het rooster. Door verlenging van de ionisatiekamers (afmeting D in fig. 2) neemt $\Delta i_{\max}$ evenredig toe, maar bovendien neemt de capaciteit van de kamers evenredig toe. Voor het geval van (4) heeft een verlenging dus geen zin meer, als de eigen capaciteit van de ionisatiekamers groot is ten opzichte van de overige rooster capaciteit, immers dan nemen Δi en C beiden evenredig met D toe en ΔE blijft constant. Voor het geval van (5) blijft een verlenging steeds een verbetering, maar dit geval zal men liever niet toepassen, daar dan ΔE aanzienlijk kleiner is

dan in het geval van (4). Men zou bij dit laatste geval kunnen trachten, uit de vorm van de ΔE -kromme de vorm van de fout af te leiden, maar dit zou vereischen een versterker, die willekeurige, niet-periodieke spanningsstooten niet vervormt. Het geval van (5) zal men echter soms moeten toepassen bij het onderzoek van werkstukken, waarvan verschillende gedeelten met verschillende snelheid de kamer passeeren (bijv. buizen met verschillende diameter, die met constante hoeksnelheid roteeren), immers dan mag de minimale aantoonbare fout niet afhangen van de snelheid van het werkstuk, hetgeen in het geval van (5) verwezenlijkt is. Beter is het dan echter om de draaisnelheid van de buis aan zijn diameter aan te passen. Men kan nog opmerken, dat de maximale spanningsverandering bij $T \ll RC$ een maat is voor het langs de ionisatiekamer gepasseerde volume V van de fout. Immers

$$\Delta E_{\max} = \frac{1}{C} \int_0^{2T} \Delta i \cdot dt(\cdot) \int_0^{2T} \Delta d \cdot dt(\cdot) \int_0^{2a} \Delta d \frac{ds}{v}(\cdot) \int_0^V \frac{dV}{v},$$

als s de weg is, die de fout aflegt. Vereischt is natuurlijk een constante snelheid v van de fout. Bij $T \gg RC$ is de maximale spanningsverandering een maat voor de maximale afmeting van de fout in de richting van de stralengang. Ook deze eigenschappen van de gevallen (4) en (5) zullen de keuze soms beïnvloeden. Bij benadering gelden deze regels ook nog na verdere versterking van het signaal.

Passeert de fout achtereenvolgens langs beide kamers, doordat deze beide op de lijn van de afzoekbeweging zijn gelegen, dan ontstaat eerst een signaal in één zin (bijv. een vergroting van de roosterspanning) en dan een signaal in tegengestelde zin. Uiteraard moet het eerste signaal de alarm-inrichting doen aanspreken, hetgeen geschiedt door het doen verminderen van een gegeven spanning. Voor het aantoonen van holten in het werkstuk is er dus bij een gegeven versterker maar één bewegingsrichting van het werkstuk, die de goede is; voor het aantoonen van verdikkingen is meestal de tegengestelde bewegingsrichting noodig. Bij deze opstelling kunnen natuurlijk ook moeilijkheden ontstaan, als de fout zich in zoo korte tijd van de eene naar de andere kamer verplaatst, dat de looptijden der ionen niet meer klein zijn ten opzichte van deze tijd.

Als eerste lamp is gekozen een electrometer-triode, type no. 4060, omdat dit type in het algemeen een zeer veel grootere roosterweerstand toelaat dan andere typen. De spanningsversterking is vrijwel 1 : 1, de stroomversterking rond 10^6 maal. Teneinde deze lamp goed te beschermen tegen

mechanische en elektrische storingen, werd hij geplaatst binnen in een zwaar ijzeren blok, dat op slappe rubberpootjes in een koperen kist van 2 mm wanddikte stond. De gevoeligheid van de lamp alleen wordt begrensd door de stroomfluctuaties in zijn roosterketen zonder ionisatiestroom. Alfvén³⁾ berekende en mat aan een dergelijke electrometertriode een maximale ladingsgevoeligheid van ongeveer $2,5 \cdot 10^{-17}$ coulomb. Metingen van de fluctuaties en schattingen van de roostercapaciteit van de lamp (ongeveer 10^{-11} farad) gaven voor het hier beschreven apparaat ook ongeveer deze waarde. Voor het samenstel van ionisatiekamers en lamp bepalen echter niet deze fluctuaties de gevoeligheid, maar die van de continue ionisatiestroom.

De verdere versterking en de signaalinrichting

Daar het apparaat gebruikt zou worden voor de opsporing van kleine gasholten in gietstukken, die snel voortbewogen worden bij het onderzoek, dus voor het aantoonen van korte spanningsstooten, kon voor de verdere versterking een gewone wisselspanningsversterker met condensator-weerstandskoppeling gebruikt worden. Er blijkt een ondubbelzinnig verband te bestaan tussen de grootte van het signaal aan de uitgangszijde van de versterker en de grootte van de gasholte. De versterking bedroeg ongeveer 10^4 .

De signaalinrichting bestaat uit een relaisbuis, die normaal „uit” wordt gehouden door een voldoende hoge negatieve roosterspanning. Door een signaal, dat deze roosterspanning vermindert, doet men de lamp ontsteken, waarna zijn anodestroom via een relais een claxon of een lamp inschakelt. Door de waarde van de negatieve roosterspanning van de thyatron kan de grootte worden ingesteld van de fout, waarboven een alarmsignaal zal volgen. Dit alarmsignaal eindigt pas door een handeling van de bediener van het apparaat (verbreken van de anodestroom). Door onoplettendheid kan dus geen fout ongemerkt passeeren.

Een voorloopige uitvoering en mogelijkheden tot verbetering

Een voorloopige uitvoering werd geschikt gemaakt voor het aantoonen van gietgallen van 3 mm diameter en groter in de 10 mm dikke ijzeren wanden van gegoten buizen. De ionisatiekamers komen binnen in deze buizen, die daarna volgens een spiraal afgezocht worden (fig. 8).

Een speciale machine zorgt voor het ronddraaien

van de buizen, die daarbij tegelijk evenwijdig aan hun as bewogen worden. Het ronddraaien geschiedt met 200 omw/min en de spoed van de afzoekbeweging is 1 mm. De diameter van de röntgen-

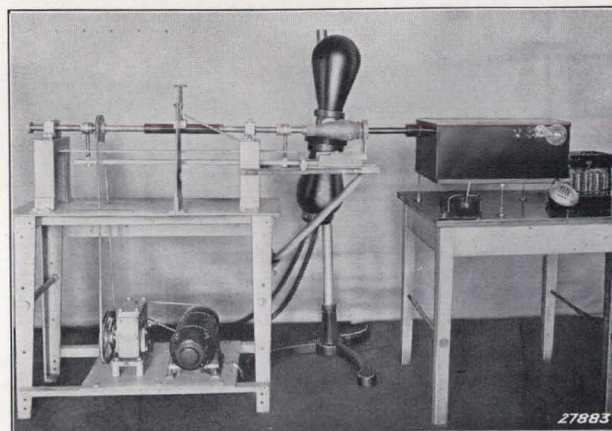


Fig. 8. Deze opstelling is uitgevoerd voor het opsporen van gasholten van 3 mm diameter in gegoten ijzeren buizen.

bundels bedraagt 4 mm. Per minuut worden 20 cm buislengte onderzocht en de omtreksnelheid van de buis bedraagt dan ongeveer 1 m/sec. De wanddikte van de buis varieert tussen 8 en 10 mm. Wordt het apparaat zóó ingesteld, dat in de 10 mm dikke wand een fout van 3 mm wordt aangetoond, dan spreekt het apparaat reeds aan bij een fout van 2 mm in de wand van 8 mm. Deze ongewenste gevoeligheidsverandering wordt gecompenseerd door een mal van variabele dikte, die met de buis meeloopt; de totale metaaldikte wordt daardoor voortdurend gelijk 10 mm gehouden. Men zou natuurlijk ook de negatieve roosterspanning van de relaisbuis automatisch kunnen veranderen met de stand van de werkstukslede. Met veranderlijke diameter van het voorwerp kan men rekening houden door een automatische verandering van het aantal omwentelingen.

De geheele opstelling is geplaatst in een koperen kist, die storingen van buiten uitsluit. De batterijen voor de ionisatiekamers en de eerste versterkerlamp vinden hierin ook een plaats.

De gegevens van het beschreven apparaat zijn aangepast aan de gestelde eischen, die niet zeer hoog waren. Het is mogelijk, een aantal factoren nog aanzienlijk te verbeteren:

- De afstand van het focus tot de ionisatiekamers bedroeg ongeveer 15 cm. Door toepassing van een moderne röntgenbuis met geringe diameter is deze afstand zeker met een factor twee te verkleinen (factor 4 in intensiteit).
- De stroomsterkte bij de gebruikte buis kan minstens een factor 2 groter worden.

³⁾ H. Alfvén, Z. Phys. 99, 24, 1936.

- c) De druk in de ionisatiekamer kan tot ongeveer 30 atmosfeer worden opgevoerd, waardoor de ionisatiestroom zeker met een factor 10 kan toenemen.
- d) De lengte van de ionisatiekamers kan in zeer veel gevallen aanzienlijk vergroot worden, tot bijv. 60 mm in plaats van de gebruikte 12 mm (dus met een factor van ongeveer 5). Door toepassing van de genoemde röntgenbuis, die de brandvlek heeft aan het einde van een nauwe buis, is het meestal mogelijk, de

ionisatiekamers buiten het werkstuk te houden, daar de röntgenbuis in het werkstuk gestoken kan worden.

Men zou dus totaal ongeveer een factor $4 \cdot 2 \cdot 10 \cdot 5 = 400$ in intensiteit van de ionisatiestroom kunnen winnen, waardoor de te onderzoeken dikte vermoedelijk tot 30 mm zal stijgen. Hierbij is nog niet gerekend met een verhooging van de spanning, die, zooals in het voorgaande werd uiteengezet, zeer hoog mag worden.

RADIOSTORINGEN

door L. BLOK.

621.396.823

In dit artikel wordt nagegaan, hoe radiostoringen kunnen worden veroorzaakt door elektrische apparaten en hoe deze storingen kunnen worden overgedragen aan een radio-ontvangtoestel. De oorzaak van radiostoringen is altijd een min of meer discontinue verandering van spanningen of stroomen in het elektrische apparaat. De overbrenging van de storingen naar het ontvangtoestel geschiedt hoofdzakelijk door capacitieve koppeling van het gestoorde net op de antenne of de antenne-invoerdraad of door geleiding van de storing via het net naar het voedingsgedeelte van het ontvangtoestel. In beide gevallen is van belang, hoe de storing van een elektrisch apparaat kan worden overgedragen op het net. Op dit verschijnsel wordt uitvoerig ingegaan. Hierbij blijkt, dat een onderscheid gemaakt dient te worden tusschen symmetrische en asymmetrische storingsbronnen en dat hoofdzakelijk de laatste een storende invloed kunnen hebben op radio-toestellen.

Inleiding

Door de steeds hogere eischen, die men stelt aan de kwaliteit van radio-ontvangst, wordt steeds meer aandacht besteed aan de factoren, die de kwaliteit ongunstig beïnvloeden.

Door verbeterde zenderbouw en perfectionneering van het ontvangtoestel is men erin geslaagd, de vervorming tot een minimum terug te brengen. Het zal duidelijk zijn, dat onder deze omstandigheden aan de radiostoring, veroorzaakt hetzij door atmosferische verschijnselen of door allerlei elektrische apparaten, steeds meer aandacht wordt geschonken, te meer, omdat door het opvoeren van de kwaliteitseischen voor de weergave storingsbronnen, die vroeger van geen belang waren, thans als hinderlijk moeten worden beschouwd. Men ziet dan ook een internationaal streven naar een wettelijke regeling om het gebruik van storende elektrische apparaten tegen te gaan. In dit artikel zullen we nagaan:

- 1) Het ontstaan van storingen in elektrische apparaten.
- 2) De wijze, waarop een storing zich kan voortplanten van de plaats van de bron naar de plaats van het ontvangtoestel. Hierbij zal het

van belang blijken, een onderscheid te maken tusschen symmetrische en asymmetrische storingen.

- 3) De wijze, waarop de storing het toestel binnen kan dringen.

Het ontstaan van radiostoringen

Voor het ontstaan van radiostoringen moet steeds een stroom- of spanningsverandering van een min of meer discontinue karakter verantwoordelijk worden gesteld. Algemeen bekend is, dat het in- of uitschakelen van een schakelaar in het ontvangtoestel aanleiding tot een klik-geluid van de luidspreker geeft, onafhankelijk er van op welke golflengte het toestel is afgestemd. De oorzaak hiervan is, dat elke stroomstoot volgens het integraal-theorema van Fourier samengesteld is uit een frequentiespectrum, waarin alle frequenties aanwezig kunnen zijn van nul tot een waarde, die des te hoger ligt, naarmate de stoot meer abrupt is. De ontvanger reageert nu op golven van die frequentieband, waarop het toestel is afgestemd en hierdoor ontstaat het klik-geluid.

Treden de stroomstooten periodiek op, zooals bijv. bij electromotoren, gelijkrichters, medische apparaten enz., dan herhaalt zich ook de storing periodiek en wordt dan hoorbaar als het bekende ratelgeluid.

Bij vele electromotoren met collector ontstaan de storingen tengevolge van de spanningen, die optreden als de borstel overgaat van de eene lamel naar de volgende. Wanneer de borstel op twee naast elkaar gelegen lamellen ligt, dan is de ankerwikkeling tusschen deze lamellen kortgesloten. De spanning tusschen de lamellen en de borstel is dan nul. Zoodra echter de borstel één der lamellen verlaat, wordt de kortgesloten ankerwikkeling plotseling geopend, waardoor de kortsluitstroom snel tot nul afneemt, hetgeen gepaard gaat met een snel stijgen van de spanning tusschen lamel en borstel. Hierdoor kan soms in meerdere of mindere mate vonken optreden. Komt de borstel op de volgende lamel, dan wordt opnieuw een gedeelte van de ankerwikkeling kortgesloten en men verkrijgt een zeer snel toenemende kortsluitstroom, enz. Deze plotselinge stroomveranderingen induceeren in de geheele ankerwikkeling spanningen met een uitgebreid frequentiespectrum. Deze wisselspanningen kunnen op de voedingsleidingen van de motor worden overgedragen en aldus aanleiding geven tot storingen in radiotoestellen, die op hetzelfde net zijn aangesloten of zich in de nabijheid van een leiding van dit net bevinden.

Er zij op gewezen, dat het optreden van vonken niet noodzakelijk is voor het optreden van storingen. Dat een motor niet vonkt, mag dus niet tot de conclusie leiden, dat de motor niet zal storen.

Andere apparaten, die bij ondoelmatige constructie wel eens aanleiding kunnen geven tot radiostoringen, zijn gelijkrichter-installaties. Bij gasgevulde gelijkrichters ontstaan plotseling spanningsvariaties tengevolge van het verschil tusschen de in iedere phase benodigde herontsteekspanning V_D en de brandspanning V_B . Hoe grootter het verschil $V_D - V_B$ is, des te sterkere storingen zullen door de installatie veroorzaakt kunnen worden. Bijzonder groote waarden van $V_D - V_B$ kunnen in regelbare gelijkrichters met relaisbuizen optreden, waarin V_D afhankelijk wordt gemaakt van een varieerende roosterspanning¹⁾.

¹⁾ De roosterspanning varieert met dezelfde frequentie als de spanning op de anode van de gelijkrichtbuis. De gelijkstroom kan geregeld worden door de onderlinge phaseverschuiving van deze twee spanningen te veranderen. Zie voor een uitvoerige uiteenzetting: J. W. G. Mulder en H. L. van der Horst, Een regelbare gelijkrichter-installatie van 20 000 V, 18 A, Philips techn. T. 1, 161, 1936.

Verdere elektrische apparaten, welke radio-storingen kunnen veroorzaken, zijn bijv. licht-reclamebuizen en medische apparaten, welke hoog-frequente elektrische velden opwekken.

Het voortplanten van de storing

De storing ter plaatse van het ontvangtoestel kan op verschillende wijze tot stand komen:

- a) door rechtstreeksche straling of door middel van capacatieve koppeling van de storingsbron zelf met de antenne of de antenne-invoerdraad van het ontvangtoestel.
- b) door straling of capacatieve koppeling van het met een storing beheerde lichtnet met de antenne of de antenne-invoerdraad,
- c) door geleiding van de storing via het net naar het ontvangtoestel,
- d) door een combinatie van deze mogelijkheden.

De onder a) genoemde mogelijkheid bestaat slechts in weinige gevallen; zij treedt alleen op, als de antenne dicht bij de storingsbron is opgesteld. In de praktijk is gebleken, dat de straling in het algemeen zwak is. Afscherming van de storingsbron is het eenige middel om van deze vorm van storingen af te komen, indien men er niet in slaagt, de oorzaak der storing zelf op te heffen.

Veel meer, ja bijna uitsluitend, zijn de onder b) en c) genoemde verschijnselen de oorzaak van storing van de radio-ontvangst. Voor een goed inzicht is het derhalve noodzakelijk, na te gaan, hoe een stoorspanning op het laagspanningsnet kan worden overgedragen en langs het laagspanningsnet het radiotoestel kan bereiken.

Daartoe zal in het volgende een vervangings-schema ontworpen worden, waaruit de stroomkringen, waarin de stoorspanning werkt, kunnen worden ontnomen.

Het vervangings-schema van een storingsbron

De stoorspanning van een elektrisch toestel zal in het algemeen voorgesteld kunnen worden door een wisselende electromotorische kracht E met een inwendige impedantie Z_i in serie (zie fig. 1). Indien het elektrische toestel op het net is aangesloten, zal zoowel de klem 1 als 2 van de stoorspanning over bepaalde impedanties verbonden zijn met de klemmen 3 en 4 van het net. Bovendien zal zoowel tusschen de klemmen 1 en 2 als tusschen de klemmen 3 en 4 een zekere impedantie bestaan, zoodat een algemeene vierpool (V_1) ontstaat (zie het gedeelte I van fig. 1). Vaak zijn bepaalde punten van het elektrische toestel geaard of hebben een niet zeer geringe capaciteit tegen aarde. Dien-

tengevolge zullen de klemmen 1 en 2 via bepaalde impedanties Z_{1a} en Z_{2a} met de aarde A verbonden zijn. Al deze impedanties zijn natuurlijk in het algemeen complex en afhankelijk van de frequentie.

Nadat wij nu hebben nagegaan, door welke schakelementen de stoorspanning op de klemmen 3, 4 van het net wordt overgebracht, willen wij nu het gedeelte II van fig. 1, dat de netklemmen ter plaatse van de storingsbron verbindt met de netaansluitingen 5, 6 van het ontvangtoestel, bespreken. Indien wij ons in het geheele vertakte net slechts interesseeren voor de klemmen 3, 4, 5, 6 en de aarde A — het belang van de aardpool voor onze beschouwingen zal later blijken — dan kunnen wij de schakeling van het net met de daarop aangesloten apparaten (die al of niet met de aarde zijn verbonden) vervangen door een algemeene vierpool N en vier impedanties Z_3 tot Z_6 , die de vier aansluitingen van de vierpool met de aarde verbinden ²⁾.

Tenslotte zien wij in het gedeelte III van fig. 1 een vervangingsschema van het ontvangtoestel, bestaande uit een impedantie tussen de klemmen 5 en 6 en twee aardimpedanties Z_{5a} en Z_{6a} tussen deze klemmen en aarde.

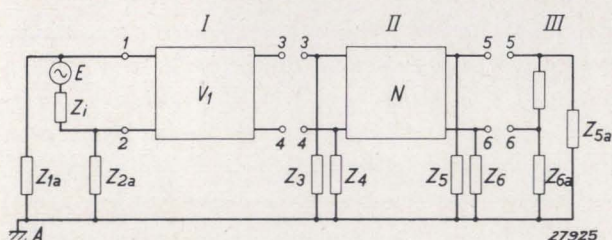


Fig. 1. Vervangingsschema van een storingsbron. Tusschen de klemmen 1, 2 bevindt zich de stoorspanning E met inwendige impedantie Z_i . De klemmen 5, 6 vormen de ingangszijde van de ontvanger, A is de aarde. V_1 en N zijn algemeene vierpolen; de eerste verbindt de stoorspanning met de netaansluitingen van het storende apparaat; de tweede stelt het net zelf voor, tusschen het storende apparaat en de aansluitklemmen van het ontvangtoestel.

Symmetrische en asymmetrische storing

Voordat we op de verschillende elementen van de boven behandelde schakeling nader ingaan, willen wij het schema nog verder vereenvoudigen en aantonen, dat een storing van de klemmen 1, 2 naar de klemmen 5, 6 op twee principiële verschillende wijzen kan worden overgebracht. Hierbij maken wij gebruik van het feit, dat een electromotorische kracht E met een inwendige impedantie Z_i in serie aequivalent is met een stroombron van

de sterkte $I = E/Z_i$ en een impedantie Z_i parallel. Dit is in fig. 2 *a* en *b* voorgesteld. De drie impedanties van fig. 2 *b* vormen een driehoek. Dit kan electrisch gelijkwaardig worden vervangen door een ster, zooals in fig. 2 *c* is aangegeven.

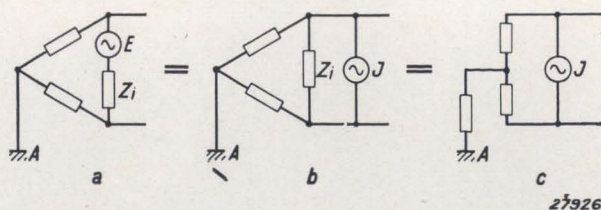


Fig. 2. Drie aequivalente schakelingen voor de storingsbron. De spanningsbron kan door een stroombron vervangen worden, de impedantiedriehoek kan men in een ster transformeerden.

De boven beoogde vereenvoudiging bestaat hoofdzakelijk daarin, dat wij de schakeling tusschen de klemmen 1, 2 en 5, 6 vervangen door een enkele vierpool, waarvan de uitgangsklemmen via bepaalde impedanties met de aarde verbonden zijn. Deze impedanties zijn parallel geschakeld met de in fig. 1 geteekende impedanties Z_{1a} , Z_{2a} , Z_{5a} , Z_{6a} en vormen aan elke zijde van de vierpool een driehoek van impedanties tusschen de punten 1, 2, A resp. 5, 6, A . Indien wij nu deze driehoek volgens fig. 2 transformeerden in een ster en, eveneens volgens fig. 2, de stoorspanning vervangen door een stroom, dan verkrijgen wij een nieuw vervangingsschema, dat door fig. 3 wordt voorgesteld.

De stroom I zal gedeeltelijk loopen over de impedantie Z_1 en Z_2 , gedeeltelijk over de in het netwerk V aanwezige verbinding tusschen de klemmen 1 en 2 (bijv. over de capaciteit tusschen de netleidingen) en tenslotte over de impedantie Z_5 en Z_6 in het ontvangtoestel. In het algemeen zullen de middelpunten P_1 en P_2 van de ster-schakelingen niet op dezelfde spanning staan en dientengevolge zal een gedeelte van de storende stroom over de aardverbinding loopen. Men kan echter de impedantie Z_1 en Z_2 altijd onderverdeelen in twee impedanties Z_1' en Z_2' (zie fig. 4a), die zoodanig gekozen zijn, dat het punt P_0 dezelfde spanning heeft als het sterpunt P_2 in fig. 3. Tusschen P_0 en P_1 bestaat dan een potentiaalverschil, dat in

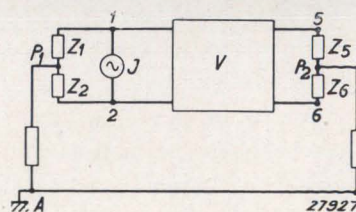


Fig. 3. Vervangingsschema van een storingsbron volgens fig. 1, vereenvoudigd door toepassing van transformaties volgens fig. 2.

²⁾ Hierover en over andere algemeene eigenschappen van lineaire netwerken zie het artikel van Balth. van der Pol en Th. J. Weyers: *Electrische Filters I*, Philips techn. T. 1, 239, 1936.

een constante (complexe) verhouding staat tot de stroom I . Wij willen dit potentiaalverschil de asymmetrische stoorspanning noemen en aanduiden door de letter E_a . Indien wij een EMK van de waarde van de asymmetrische stoorspanning $E_a = V_{P_1} - V_{P_0}$ aanbrengen, zooals in fig. 4b is aangegeven, dan zal tusschen de klemmen P_0 en P_0' van deze figuur geen spanningsverschil bestaan. In

van de symmetrische storingsbron behoeven we met de aardverbindingen geen rekening te houden, zoodat het schema vereenvoudigd kan worden tot fig. 4d. Tenslotte kan, nadat de aardverbinding geëlimineerd is, de stroombron met de impedanties Z_1 en Z_2 parallel weer terug vervangen worden door een spanningsbron $E_s = I(Z_1 + Z_2)$ met de impedantie $Z_1 + Z_2$ in serie. Het nieuwe vervan-

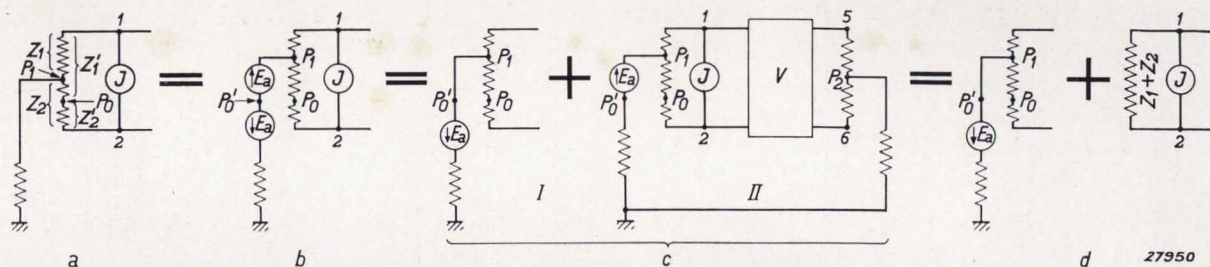


Fig. 4. Vier aequivalente vervangingsschema's van de ingangszijde van fig. 3. Door een „asymmetrische” electromotorische kracht E_a dusdanig in te voeren, dat de potentiaal van P_0' overeenkomt met die van P_0 , kan de storingsbron gesplitst worden in twee gedeelten I en II (fig. c), waarvan het „symmetrische” gedeelte II geen aardstroom veroorzaakt.

serie met deze EMK is een tegengestelde spanningsbron geschakeld, zoodat 4b in werkelijkheid met 4a overeenkomt. Nu kan 4b volgens het superpositiebeginsel worden ontbonden in twee schakelingen, zooals in fig. 4c is aangegeven. Hiermee is bedoeld, dat de spanningen en stroomen ter plaatse van het ontvangtoestel gelijk zijn aan de som van de spanningen en stroomen, die door de storingsbronnen I en II van fig. 4c worden veroorzaakt.

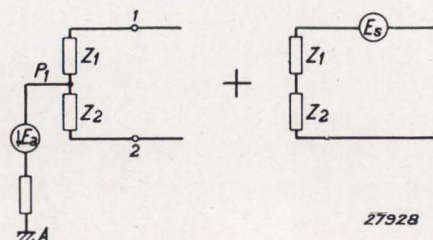


Fig. 5. Vereenvoudigde schema's van de symmetrische storingsbron E_s en de asymmetrische storingsbron E_a , welke samen de stoorspanning volgens fig. 1 leveren.

Deze ontbinding heeft het volgende voordeel: Wij zien, dat in het gedeelte II van de storingsbron langs de aardverbinding van P_0' naar P_2 wel impedanties aanwezig zijn, maar geen potentiaalverschillen optreden. De stroom in de aardleiding is dus nul. Van de totale storing is dus een gedeelte afgesplitst, dat in beide netleidingen even sterke maar tegengestelde stroomen veroorzaakt, zoodat geen aardstroomen optreden. Wij noemen dit gedeelte van de storing de symmetrische storingsbron. Voor een nadere uitwerking van de invloed

gingsschema van de totale storing is in fig. 5 weergegeven.

De „symmetrische” stoorspanning E_s wekt in de beide leidingen van het net tegengestelde stroomen op; hierbij treden geen spanningsverschillen op tusschen de beide sterpunten en aarde. De asymmetrische stoorspanning E_a veroorzaakt een stroom, die langs beide draden van het net hetzelfde potentiaalverval veroorzaakt (dus bij benadering dezelfde richting en sterkte heeft) en door de aarde terugloopt. De spanning tusschen de draden van het net wordt hierbij in het algemeen weinig veranderd; hoofdzakelijk ontstaan spanningsfluctuaties tusschen de draden gezamenlijk en aarde. Wij beschouwen nu de beide stoorspanningen afzonderlijk iets nader.

Symmetrische stoorspanning

Het vervangingsschema voor de symmetrische stoorspanning is iets meer in detail dan in het voorafgaande voorgesteld in fig. 6. Z_i is de inwendige impedantie van E_s , terwijl de eigenschappen van

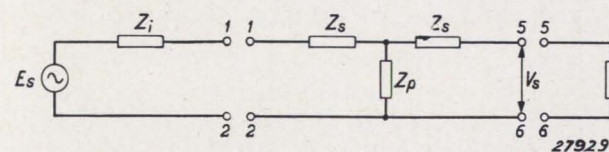


Fig. 6. Een meer uitvoerig schema van de symmetrische storingsbron. De stoorspanning V_s is in het algemeen klein ten opzichte van E_s , omdat de parallelimpedantie Z_p tusschen de netleidingen tengevolge van hun wederzijdsche capaciteit meestal zeer klein is.

het net terwille van de eenvoud door drie impedanties zijn voorgesteld ³⁾. Z_i is een grootte, die zoowel inductief als capacitief kan zijn en in het algemeen afhangt van de frequentie.

De impedanties van het net, Z_s en Z_p , zijn eveneens functies van de frequentie en zijn bovendien afhankelijk van de lengte en aard van het net. Uit metingen is gebleken, dat meestal de beide leidingen van het net een zeer groote onderlinge capaciteit hebben, zoodat de impedantie Z_p laag is en dientengevolge de stoorspanning V_s aan de ontvanger meestal zeer klein wordt vergeleken met E_s , mits Z_i niet beneden een zekere grens komt. Een symmetrische stoorspanning op het net zal derhalve in het algemeen weinig aanleiding geven tot storingen in de op het net aangesloten ontvangers.

Daar de beide netleidingen meestal naast elkaar liggen, is ook de straling van het net tengevolge van een symmetrische stoorspanning gering.

Asymmetrische stoorspanning

Zooals boven uiteengezet, wordt het circuit voor de asymmetrische stoorspanning gevormd door de beide parallel geschakelde netleidingen en de aardverbindingen. Dit schema is in fig. 7 voorgesteld.

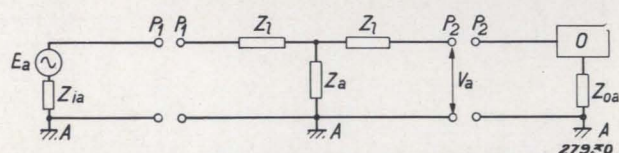


Fig. 7. Schakeling van de asymmetrische storingsbron. De stoorspanning V_a kan, speciaal bij een niet zeer kleine aardweerstand Z_a van het net, veel belangrijker zijn dan V_s (fig. 6).

De stoorspanning E_a is via de impedantie Z_{ia} met aarde verbonden. De serie-impedanties van de parallel geschakelde netdraden zijn voorgesteld door Z_l , terwijl de capacitieve impedantie tusschen het net en de aarde aangegeven is door Z_a .

Voor kabels is in het algemeen de capaciteit der aders ten opzichte van aarde vrij groot; niet alleen heeft het gedeelte, dat in vochtige grond ligt, een groote capaciteit tegen aarde, doch ook het bovengrondsche gedeelte heeft een aanzienlijke capaciteit ten opzichte van de loodmantel, die min of meer met aarde verbonden is. Z_a zal dus meestal laag zijn. Voor leidingen van een huisinstallatie is echter Z_a soms veel hoger. Weliswaar is de pijp of loodmantel, waarin de leidingen gelegen zijn, soms op een enkel

punt geaard, doch dat is onvoldoende. In de omgeving van het punt, dat geaard is, zal de pijp of loodmantel wel als aarde beschouwd kunnen worden; op eenige afstand van dit punt zal de weerstand van de pijp echter niet verwaarloosd kunnen worden, te meer, omdat hij tengevolge van het skineffect, toeneemt met de frequentie.

Tengevolge van de groote afstand, waarop zich de leidingen in huisinstallaties ten opzichte van aarde bevinden, is de kans van straling der leidingen bij asymmetrische storing veel grooter dan bij een symmetrische storing ⁴⁾ en dit is de reden, waarom in de practijk in verreweg de meeste gevallen de radiostoringen toe te schrijven zijn aan de asymmetrische component van de stoorspanning, behoudens op zeer kleine afstanden van de storingsbron.

Wanneer wij de asymmetrische storing willen opheffen, dan zou het voor de hand liggen de schakeling van het storende toestel zoodanig te veranderen, dat in fig. 3 het sterpunt P_1 op dezelfde potentiaal komt te staan als P_2 . Dit is echter niet zonder meer mogelijk, omdat het spanningsverschil tusschen P_2 en P_1 , afhangt van de vierpool V tusschen de klemmen 1 en 2 van de storingsbron en de klemmen 5 en 6 van de ontvanger. Nu bevat deze vierpool alle zijtakken van het net. In deze takken kan de aard of grootte van de belasting zich wijzigen, waardoor ook het karakter van de vierpool V verandert.

Maakt men echter de aardweerstand Z_{ia} in fig. 7 van de storingsbron voldoende groot, dan kan men de asymmetrische stroom binnen bepaalde grenzen houden. Nu hangt Z_{ia} niet alleen af van de aardweerstand van het storende apparaat, maar ook van de aardimpedanties Z_3 en Z_4 in fig. 1, hetgeen blijkt uit de wijze, waarop fig. 3 uit fig. 1 werd afgeleid. Deze impedanties zijn in het algemeen klein en hierdoor wordt ook Z_{ia} verlaagd. Het is echter mogelijk, de invloed van de impedanties Z_3 en Z_4 in fig. 4 op de aardweerstand Z_{ia} onbelangrijk te maken door maatregelen te nemen, waardoor de serie-impedantie van V_1 (fig. 1) aan de zijde van de klemmen 3 en 4 hoog wordt. Zoodoende is het in bepaalde gevallen mogelijk, Z_{ia} groot te maken.

Een andere mogelijkheid tot ontstoring zou gegeven zijn door er voor te zorgen, dat Z_1 en Z_2 (fig. 3) zeer klein worden, waardoor de storingsstroom I in het storende apparaat zelf kortgesloten wordt en niet meer door het asymmetrische circuit vloeit.

³⁾ Dit is mogelijk, dank zij het feit, dat de aardverbindingen geëlimineerd zijn, zoodat geen uitwendige verbinding bestaat van de aansluitklemmen 1, 2 naar de aansluitklemmen 3, 4. Zie hierover het artikel van Balth. van der Pol en Th. J. Weyers, l.c.

⁴⁾ De stroomkring bestaat voor de symmetrische storing immers uit de beide netleidingen, die zich slechts op een kleine afstand van elkaar bevinden.

Welke van deze en andere mogelijkheden in bepaalde gevallen tot de meest praktische oplossingen leidt, zal in een volgend artikel worden besproken.

Het indringen van radiostoringen in het ontvangtoestel

Thans dient nog te worden nagegaan, hoe in het radiotoestel zelf de storing tot stand komt. De belangrijkste oorzaak is de capacitieve koppeling tussen de antenne of antenne-invoerdraad en het met een storing beheerde net. Daarnaast komt nog

De stoorspanning V_a geeft nu een stroom in verschillende circuits. Indien we veronderstellen, dat de capaciteit C_t zeer klein is, zooals in moderne ontvangtoestellen het geval is, dan zal de stroom vloeien:

- 1) door C_k , C_A , A_2 naar A_0 ,
- 2) door C_k , Z_1 , Z_{0a} , A_1 naar A_0 .

In het tweede geval ontstaat een spanningsverval aan Z_1 en komt dus een stoorspanning op het rooster van de hoogfrequentversterkerlamp.

Wanneer de capaciteit C_t tussen de primaire

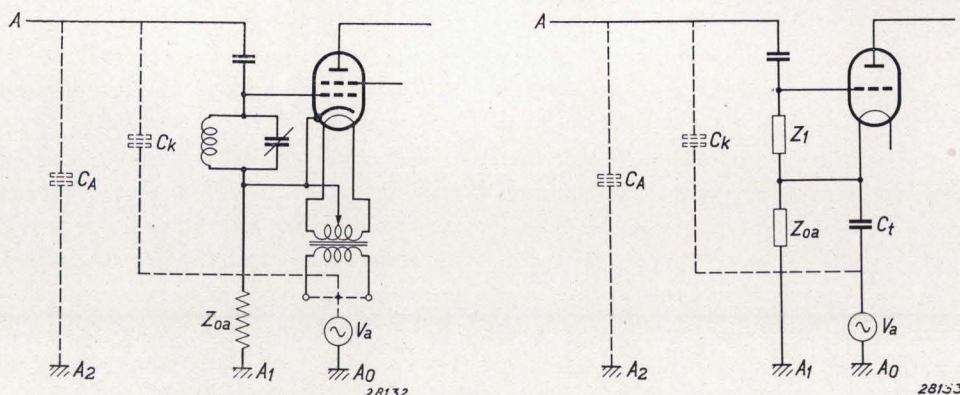


Fig. 8. Ingangsschakeling van een ontvangtoestel en het bijbehorende vervangings-schema. Hierin is aangetoond, hoe de asymmetrische stoorspanning V_a leidt tot een spanningsvariatie op het stuurrooster van de hoogfrequentversterkerlamp. Deze spanningsvariatie wordt opgewekt door stroom, welke loopen of over de capaciteit C_k tussen de antenne en de netleidingen of over de capaciteit C_t tussen de primaire en de secundaire wikkeling van de voedingstransformator.

een overdracht voor van een storing vanuit de voedingstransformator, die primair op het gestoorde net is aangesloten, naar de eerste kring van het hoogfrequentgedeelte van de ontvanger.

In fig. 8 is in principe geteekend het voor de storing verantwoordelijke gedeelte van de ontvanger met daarnaast een vervangings-schema. C_t stelt voor de capaciteit tussen primaire en secundaire wikkeling van de voedingstransformator, Z_1 de impedantie van de afgestemde kring, Z_{0a} de weerstand van de aardleiding, C_A de aardcapaciteit van de antenne en C_k de capaciteit tussen de antenne en de netleidingen.

en secundaire wikkeling van de transformator niet zeer klein is, dan kan de stoorspanning ook nog stroom opwekken in twee andere circuits, nl.:

- 3) door C_t , Z_{0a} , A_1 naar A_0 ,
- 4) door C_t , Z_1 , C_A , A_2 naar A_0 .

De laatste stroom geeft weer een stoorspanning op het rooster van de hoogfrequentversterkerlamp. Deze vorm van storing zou niet optreden als Z_{0a} gelijk nul was. Hieruit blijkt, duidelijk, hoe belangrijk behalve een lage waarde van C_t een goede aardverbinding van de ontvanger is om het binnendringen van storingen vanuit de voedingstransformator te beletten.

FLUORESCENTIE EN FOSFORESCENTIE

door J. H. GISOLF en W. DE GROOT.

535.37

In aansluiting op een vorig artikel worden de verschijnselen der fluorescentie en fosforescentie (fotoluminescentie) van een aantal stoffen van uiteenlopende aard behandeld. Achtereenvolgens komen ter sprake: lijnen en banden in het fluorescentiespectrum van anorganische zouten en van organische verbindingen in vloeibare en vaste oplossing, fluorescentie en fosforescentie tengevolge van bijmengselen, zooals het lichten van alkalihalogenide fosforen, robijn, sulfide fosforen, silicaten, fluoriet. Aan de hand van de studie van het nalichten worden eenige opmerkingen gemaakt over het mechanisme der licht-emissie in verschillende gevallen.

Inleiding

In een vorig artikel¹⁾ werd het verschijnsel der fluorescentie aan enkele eenvoudige voorbeelden (resonantie bij éénatomige en tweeatomige gassen) toegelicht, waarbij ook reeds de fluorescentie van vaste stoffen (uranylverbindingen) en vloeistoffen (eosine- en fluoresceïne-oplossing) ter sprake kwam. Met een enkel woord werd melding gemaakt van zg. fosforen. De onderscheiding tusschen fluorescentie en fosforescentie berust op de waarneming, dat het vermogen, selectief geabsorbeerde straling weer als licht, meestal van gewijzigde spectrale samenstelling, uit te zenden in een reeks van gevallen alleen bestaat tijdens de bestraling (fluorescentie), terwijl in andere gevallen een merkbaar lichten ook nog bestaat, nadat de bestraling heeft opgehouden (fosforescentie). Nader onderzoek heeft echter geleerd, dat alle stoffen, die door bestraling lichtend worden, steeds een eindige nalichtduur vertoonen, die variëren kan van een duizend-millioenste seconde (10^{-9} s) tot eenige maanden. Men bezigt daarom gaarne voor beide verschijnselen de gemeenschappelijke naam: luminescentie, en wel fotoluminescentie ter onderscheiding van verschijnselen van lichtuitstraling onder invloed van kathodestrallen, röntgenstralen, warmte, mechanische deformatie, chemische reacties, enz.

Het verschijnsel der fotoluminescentie is zeer algemeen, zoo zelfs, dat men wel zeggen kan, dat behalve niet-verontreinigde metaaloppervlakken bijna iedere substantie bij bestraling met licht van geschikte golflengte luminesceert. In een artikel van A. van Wijk²⁾ is hier reeds op gewezen in verband met het gebruiken van ultraviolette lichtbronnen voor luminescentie-onderzoek. Uiteraard is de lichttechniek het meest geïnteresseerd in die stoffen, welke krachtig luminesceeren.

De luminescentie kan een eigenschap zijn van

een bepaald atoom of van een bepaalde atoomgroep en daarbij eigen zijn aan een bepaalde stof in zuiveren, verdunden toestand, zooals bij de vroeger besproken voorbeelden natrium- en jodiumdamp. In vele gevallen blijft de luminescentie bestaan in geconcentreerde oplossing of in de vaste toestand. Zouten van zeldzame aarden, benzol, uranylzouten behooren hiertoe. In andere gevallen is de luminescentie van bepaalde verbindingen zelfs alleen in de vaste toestand aanwezig, zooals bij de platinacyanuren. Veelal is echter, zooals wij bijv. bij fluoresceïne hebben gezien, een hoge concentratie nadeelig voor de luminescentie, terwijl verdunde oplossingen krachtig fluoresceeren, zoowel in vloeibare (alcohol, water) als in vaste vorm (alcohol bij -180°C en oplossingen in boorzuur) en in geadsorbeerde toestand. De luminescentie van vele lichamen van organische oorsprong moet waarschijnlijk aan dergelijke, in geringe concentratie aanwezige, verontreinigingen worden toegeschreven. Anorganische fosforen, die hun luminesceerend vermogen aan geringe hoeveelheden van bepaalde bijmengselen danken, komen eveneens in de natuur voor (robijn, fluoriet), terwijl men ze ook kunstmatig kan bereiden.

Al kan men dus door een goed gekozen rangschikking de zeer uiteenlopende gevallen van fotoluminescentie met elkaar in verband brengen, daarmee mag echter nog niet worden beweerd, dat het mechanisme van het verschijnsel in alle gevallen gelijk zou zijn. Een nadere studie van de wijze, waarop de intensiteit van het nalichten als functie van de tijd verandert, heeft integendeel aangetoond, dat ondanks een ongeveer gelijke duur van het nalichten de luminescentie van bijv. een oplossing van rhodulinoranje in suikerwater aan een ander mechanisme moet worden toegeschreven dan bijv. die van een zinksulfide-zilver-fosfor. Wij willen in het volgende iets uitvoeriger op de verschillende gevallen ingaan en ook aan het nalichten eenige aandacht schenken.

¹⁾ Philips techn. T. 3, 129, 1938.

²⁾ Philips techn. T. 3, 5, 1938.

Lijnen- en bandenfluorescentie van kristallen

In tegenstelling tot zouten van andere metalen (alkaliën, aardalkaliën, koper, zilver, enz.) vertoonen de zouten der zeldzame aarden, zoowel in kristalvorm als in oplossing, smalle absorptiebanden in het zichtbare en infrarode gedeelte van het spectrum. In de vaste toestand bij lage temperatuur (-180°C) blijken deze banden uit een aantal scherpe absorptielijnen te bestaan, die in scherpte de spectraallijnen van gasen onder lage druk nabijkomen. Bestraling met licht van de golflengte dezer absorptiebanden heeft fluorescentie tengevolge, waarbij niet alleen deze, maar ook bij grotere golflengte liggende banden worden uitgestraald. Men heeft deze absorptie- en emissiebanden weer in een schema van energieniveaus kunnen onderbrengen. Als voorbeeld is in fig. 1 het niveauschema van het driewaardige ter-

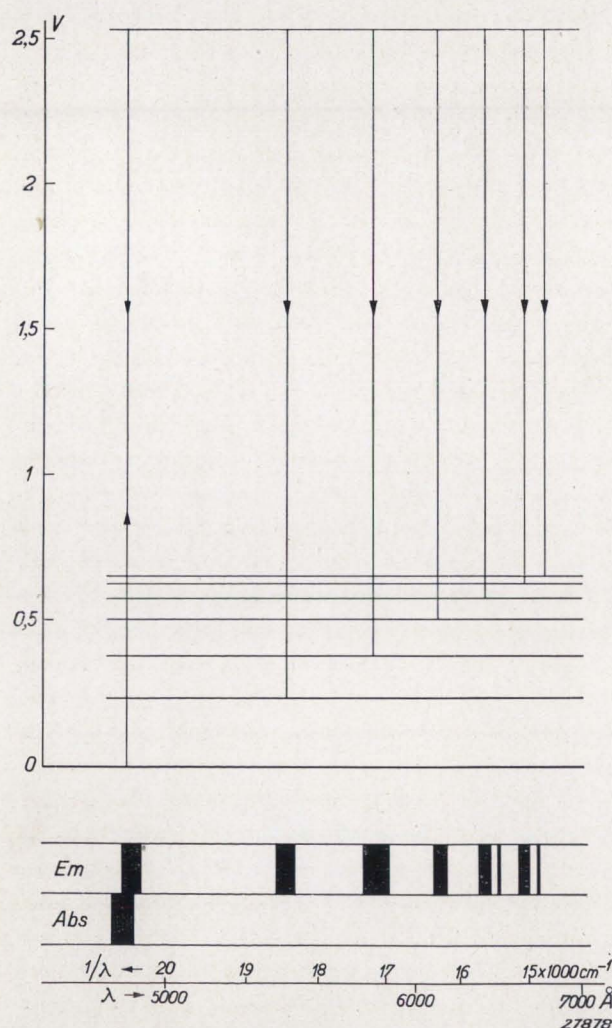


Fig. 1. Termschema van het ion Tb^{+++} en absorptie- en emissie-spectrum van $\text{Tb}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 8 \text{H}_2\text{O}$ volgens Gobrecht (1937). Aan ieder der geteekende overgangen beantwoordt een groep fijne lijnen, die in de figuur tezamen door een blokje zijn aangeduid en die vooral bij lage temperatuur duidelijk afzonderlijk zijn waar te nemen.

biumion Tb^{+++} afgebeeld en daaronder het emissie- en absorptiespectrum. De afzonderlijke groepen van lijnen zijn in de figuur door blokjes weergegeven. De splitsing van iedere groep in een aantal fijne lijnen (fijnstructuur) is het gevolg van de elektrische velden van de naburige ionen in het kristalrooster. Het meest opvallende daarbij is, dat de breedte van iedere groep veel minder is dan men in analogie met de beïnvloeding van andere atomen door elektrische velden zou verwachten, nl. slechts ongeveer 400 cm^{-1} of $0,05 \text{ eV}$. De atoomtheorie van Bohr verklaart dit feit op natuurlijke wijze door bedoelde energieniveaus toe te schrijven aan elektronenbanen, die zoodanig in het meer inwendige gedeelte van het atoom verlopen, dat zij weinig onderhevig zijn aan de invloed van een uitwendig elektrisch veld, en die alleen bij de atomen der zeldzame aarden dusdanig gelegen zijn, dat zij tot emissie en absorptie van licht aanleiding geven.

Ook de uranylzouten vertoonen in oplossing en in kristalvorm absorptie- en emissielijnen, welke in de vaste toestand en bij lage temperatuur wederom zeer scherp zijn. Wij hebben reeds laten zien (Philips techn. T. 2, 134 en 135, 1938), dat hier de vibratie van de O-atomen ten opzichte van het uraanatoom in het radicaal UO_2^{++} een bandenspectrum veroorzaakt, en dat de voornaamste eigenaardigheden van dit spectrum op eenvoudige wijze kunnen worden verklaard ³⁾.

Naast de beide zooeven besproken gevallen van bandenfluorescentie kunnen wij nog een derde noemen, dat zeer waarschijnlijk toegeschreven moet worden aan een bepaalde atoomgroep en wel de fluorescentie der cyaandubbelzouten van platina met andere metalen. Welbekend is bijv. het gebruik van barium-platinacyaanur als doorlichtings-scherm in de röntgentechniek, hoewel dit natuurlijk niet als fotoluminescentie in engeren zin kan worden beschouwd. Men heeft fotoluminescentie gevonden bij de platinacyanuren van barium, magnesium, lithium, natrium, kalium en rubidium. Het emissiespectrum evenals het absorptiespectrum bestaat uit zeer breede, niet scherp begrensde banden, waarvan de ligging sterk verschilt voor de verschillende verbindingen. Dit alles wijst er op, dat, indien de groep platinacyaanur ($\text{Pt}(\text{CN})_6^{--}$) de zetel van de luminescentie is, deze sterk beïnvloed wordt door de omgeving.

³⁾ Den opmerkzamen lezer zal niet zijn ontgaan, dat in het bedoelde artikel op blz. 135, linker kolom, regel 7 en 10 v.o. de getallen 0,103 en 0,086 moeten worden verwisseld, en evenzoo in de rechterkolom regel 2 en 12 v.b. Inderdaad is, zooals ook uit fig. 12 blijkt, de spatieering der emissiebanden groter dan die der absorptiebanden.

Het is zeer moeilijk volledige zekerheid te krijgen, of luminescentie, welke men waarneemt, afkomstig is van de zuivere stof of van bijmengselen van zoo kleine concentratie, dat ze aan de analytische methoden ontsnappen. Voor de platinacyanuren is dit laatste niet zeer waarschijnlijk, hoewel nog niet geheel uitgesloten.

Men kent nog andere verbindingen, die uitsluitend in kristalvorm lichten en die absorptie- en emissiebanden vertoonen, welke men meent te moeten toeschrijven aan de zuivere stoffen. Hiertoe behooren een aantal wolframaten en molybdaten. Hiervan heeft het calciumwolframaat, dat, bestraald met ultraviolet licht van een golflengte kleiner dan $2600 \text{ \AA}$, een intensief blauw licht uitstraalt, praktische toepassing gevonden. Het blijkt, dat de lichtsterkte grooter wordt, naarmate deze stoffen zuiverder zijn. Dit pleit dus voor de opvatting, dat de zuivere stof drager is van de luminescentie, hoewel hierbij niet uit het oog verloren mag worden, dat vele „bijmengsel-fosforen” een optimale lichtsterkte bereiken bij zeer kleine concentraties, terwijl willekeurige verontreinigingen storend werken. Emissie- en absorptiespectra der wolframaten en molybdaten bestaan weer uit zeer diffuse banden. Dit, trouwens zeer algemeene, verschijnsel maakt het moeilijk quantitative gegevens te verzamelen, zonder welke een dieper doordringen in het mechanisme van de luminescentie dezer vaste stoffen zeer bemoeilijkt wordt.

Luminescentie van organische verbindingen

Men kan zeggen, dat de meeste zuivere organische stoffen, met uitzondering van de aromatische verbindingen, in gasvorm geen of slechts zeer zwakke fotoluminescentie vertoonen.

Het absorptiespectrum van vele organische verbindingen, met name de aliphatische, bestaat uit een continuüm, dat aan de zijde van de groote golflengten wordt begeleid door een aantal diffuse banden. Deze banden wijzen op het bestaan van bepaalde „aangeslagen toestanden” van het molecuul. Wanneer de aanslagenergie van zoo'n toestand grooter is dan de bindingsenergie van een of andere binding in het molecuul, dan bestaat de mogelijkheid, dat de energie van de aangeslagen toestand spontaan verbruikt wordt om die binding te verbreken (predissociatie). Deze energieoverdracht binnen éénzelfde molecuul kan in sommige gevallen bevorderd worden door storende elektrische velden, bijv. afkomstig van de omringende moleculen. Dit verschijnsel van predissociatie, dat zich des te eerder zal voordoen, naarmate het molecuul gecompliceerder is, maakt, dat de geabsorbeerde

energie niet als fluorescentiestraling wordt teruggegeven. Het kan ook voorkomen, dat de geabsorbeerde energie omgezet wordt in warmtebeweging, zonder dat er een dissociatie bij optreedt (desactiveering). De sterkste fluorescentie bij de aliphatische verbindingen vindt men bij de aldehyden en ketonen. De carbonylgroep ($C=O$) schijnt hierbij een essentiële rol te spelen.

In acetondamp van atmosferische druk worden bijv. van de geabsorbeerde lichtquanta, die zijn ingestraald in het golflengtegebied van de discrete absorptiebanden, 17% verbruikt voor predissociatie. Slechts 3% wordt teruggegeven als fluorescentielicht. Er worden dus 80% van de ingestraalde quanta direct omgezet in warmte.

Onder invloed van bestraling kunnen er ook chemische reacties plaats grijpen, waardoor het rendement voor de fluorescentie verlaagd wordt. Zoo treedt bij de aldehyden tegelijk met de fluorescentie een polymerisatie op.

Het aantal fluoresceerende aromatische verbindingen is zeer groot. De benzolring is zeer goed bestand tegen uitwendige invloeden. In overeenstemming hiermede zien wij, dat benzol en zijn derivaten luminescentie vertoonen, niet alleen in gasvorm, doch ook in vloeibare en in vaste toestand, en verder opgelost in tal van oplosmiddelen.

De bouw van het absorptie- en emissiespectrum van benzol sluit zich nauw aan bij de in een vorig artikel¹⁾ besproken spectra van het twee-atomige jodiummolecuul. Het absorptiespectrum van benzoldamp bestaat nl. uit een uitgebreid bandensysteem in het ultraviolet. Dit bandensysteem is volledig geanalyseerd; het kan opgevat worden als te bestaan uit combinaties van reeksen vibratieniveaus van de benzolring behorende bij verschillende elektronen-toestanden. Het fluorescentiespectrum, dat ook geheel in het ultraviolet gelegen is, is eveneens zeer rijk aan banden en het vormt een voortzetting van het absorptiespectrum, zoodanig, dat de absorptiebanden met de grootste golflengte samenvallen met de fluorescentiebanden met de kleinste golflengte, zooals we dit ook bij de uranylbanden hebben gezien. Niet minder dan 450 smalle banden zijn in het fluorescentiespectrum van benzol waargenomen (fig. 2).

Zooals wij reeds vermeld hebben, blijft het luminesceerend vermogen van benzol bestaan in oplosingen. Hierbij worden de banden zoowel in absorptie als in emissie iets vervaagd, afhankelijk van oplosmiddel en concentratie, en een weinig verschoven naar grootere golflengte. De lichtsterkte is maximaal voor een bepaalde concentratie.

Zuivere, vloeibare benzol licht zwak, zoodat alleen de sterkste banden zeer vaag zichtbaar zijn. Koelt men echter de benzol af, zoodat deze kristalliseert, dan worden de banden weer scherp en de lichtsterkte neemt weer aanzienlijk toe. Bij de temperatuur van vloeibare lucht (-180°C) wordt de scherpte weer vergelijkbaar met die in gasvorm.

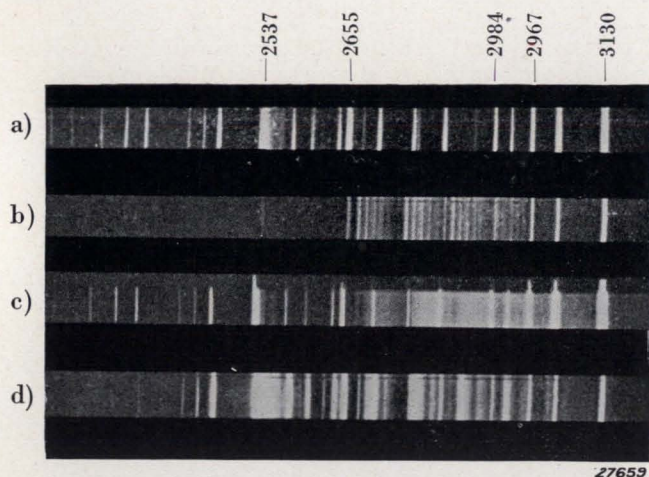


Fig. 2. Fluorescentie van benzol (volgens Pringsheim).

- a) Kwikspectrum.
- b) Fluorescentie van benzoldamp.
- c) Vast benzol bij 0°C .
- d) Vast benzol bij -180°C .

Het vaste benzol vertoont duidelijk waarneembaar nalichten, in tegenstelling met de vloeistof of de damp, welke een nalichtduur van slechts 10^{-7} à 10^{-8} s hebben. Hierop zullen wij nog nader terugkomen.

De eenvoudige benzolderivaten gedragen zich, wat hun absorptie- en emissiespectra betreft, evenals benzol. De benzolring behoudt zijn zelfstandigheid; slechts heeft de substituent een storende invloed, die zich openbaart in een verschuiving van het absorptie- en emissiespectrum naar grotere golflengten, waarbij de structuur van het spectrum evenwel bewaard blijft. Tegelijk worden de banden minder scherp, terwijl een continuüm over het geheele spectrum gesuperponeerd wordt. Men kan de luminescentie van de benzolgroep dus geheel vergelijken met die van de uranylgroep.

Hoewel de benzolderivaten uit theoretisch oogpunt zeer belangrijk zijn, zijn ze niet de meest in het oog springende voorbeelden van fotoluminescentie van organische verbindingen, doordat de emissiespectra hoofdzakelijk in het ultraviolet liggen. Reeds zeer lang bekende en zeer veelvuldig onderzochte voorbeelden van verbindingen met zichtbare emissiebanden zijn de sterk fluoresceerende oplossingen van aromatische kleurstoffen, zooals fluoresceïne, eosine, rhodamine, enz., verder chininesulfaat en het voor de planten-

physiologie zoo belangrijke chlorophyl (bladgroen). Bij deze stoffen vertoont noch het absorptie-, noch het emissiespectrum een overzichtelijk gedrag. Beide zijn zeer sterk afhankelijk van het oplosmiddel en zij bestaan uit een aantal meest zeer vage banden. Deze stoffen leenen zich dus weinig tot een interpretatie van de spectra.

Nalichten en uitdooven der fluorescentie

De lichtopbrengst van de fluorescentie der aromatische kleurstoffen is meestal maximaal voor zeer geringe concentraties van de oplossing. Bij grotere concentratie neemt de lichtopbrengst snel af.

Het is gebleken, dat de oorzaken van het verminderen van de lichtopbrengst dusdanig zijn, dat zij in mindere mate hun invloed doen gevoelen, naar gelang de bewegelijkheid van de moleculen in de oplossing kleiner is, dus naarmate het oplosmiddel taaiër is. Vele stoffen, die in vloeibare oplossing niet of nauwelijks fotoluminescentie vertoonen, krijgen deze eigenschap in sterke mate in vaste (glasachtige) oplossingen.

Glasachtige luminesceerende oplossingen zijn eenvoudig te bereiden. Wanneer men een alcoholische oplossing afkoelt, dan wordt deze bij -125°C taai vloeibaar en gaat bij -130°C over in een harde glasachtige massa, die men met eenige voorzichtigheid tot -190°C kan afkoelen, zonder dat kristallisatie optreedt. Het blijkt nu, dat tal van dergelijke vaste oplossingen, wanneer men ze met licht van een passende golflengte bestraalt, een intensieve luminescentie vertoonen en na beëindigen van de bestraling seconden lang nalichten.

Dit geldt niet alleen voor alcohol, doch voor een groot aantal andere oplosmiddelen. De lage temperatuur is hierbij niet essentieel. Opgelost in gesmolten boorzuur, hetwelk bij kamertemperatuur stolt tot een glasachtige massa, geven tal van aromatische verbindingen ook sterke fosforescentie. Het blijkt in vele gevallen, dat het absorptie- en emissiespectrum in vaste alcohol gelijk is aan dat in boorzuur.

Vele stoffen, die in vloeibare oplossing geen spoor van luminescentie vertoonen, gaan sterk fluoresceeren en fosforesceeren, wanneer ze geadsorbeerd worden aan oppervlakken. Als adsorbens kunnen gebruikt worden allerlei gelen, zooals gelatine of silicagel, eiwitten, cellofaan, allerlei vezelstoffen, zooals watten, vloeipapier, enz. Dit verschijnsel berust ongetwijfeld ook op een fixatie van de moleculen, waardoor zij beschermd worden tegen storende invloeden.

Brengt men bijv. in een oplossing van chininesulfaat, die met ultraviolet licht bestraald wordt,

zooveel kaliumjodide, dat de fluorescentie geheel is uitgedoofd⁴⁾ en laat men daarna in de oplossing een korreltje silicagel vallen, dan gaat dat sterk fluoresceeren, zoodra het in de invallende lichtbundel zweeft. Door de sterke negatieve elektrische oppervlaktelading van het gel worden de voor de fluorescentie zoo schadelijke ionen $J-(H_2O)$ op veilige afstand gehouden van de chininesulfaat moleculen, die aan het gel geadsorbeerd zijn.

De adsorptie gaat soms gepaard met een ruimtelijke oriëntatie van de moleculen. Deze heeft polarisatie van het uitgezonden licht tengevolge. Wanneer men kleurstofmoleculen adsorbeert aan een sterk anisotrope onderlaag, zooals cellofaan, en deze bestraalt met ongepolariseerd licht, dan blijkt polarisatie van het fluorescentielicht op te treden. Men kan deze geörienteerde adsorptie waarschijnlijk beschouwen als een tussengeval tusschen de glasachtige oplossingen en de fosforen, die ontstaan, wanneer aromatische moleculen in vreemde kristalroosters gevoegd worden.

Vele kristalroosters leenen zich blijkbaar tot het in zich opnemen van meestal zeer geringe hoeveelheden van vreemde moleculen. Onder velen kunnen we noemen: suiker, benzoëzuur en phtaalzuur. Een bekend voorbeeld is ook het anthraceen. Het zuivere anthraceen fluoresceert blauw. Gewone handelspreparaten vertoonen echter steeds een zeer intensieve luminescentie in het groen (fig. 3). Deze wordt veroorzaakt door sporen van in het rooster gevoegde verontreinigingen, met name naphtheen. Deze laatste stof levert ook een fraai voorbeeld van polarisatie van het licht, dat door ingebouwde moleculen wordt uitgezonden.

In enkele gevallen heeft men het nalichten als functie van de tijd nauwkeurig onderzocht. Bij verdunde oplossingen, van fluoresceïne bij voorbeeld, is de nalichtduur zeer gering. Het blijkt, dat de tijd, waarin de intensiteit tot op de helft is gedaald (halveeringstijd), enkele malen 10^{-9} s bedraagt. Organische stoffen in vaste of in taai vloeibare oplossing, bijv. rhodulinoranje in suikeroplossing, lichten enkele seconden na. Men heeft gevonden, dat in dit geval de intensiteit met groote nauwkeurigheid een exponentieele wet volgt:

$$I = I_0 e^{-t/\tau}, \dots \dots \dots (1)$$

waarbij de constante τ afhangt van de temperatuur, de viscositeit en de concentratie van de organische stof. Hieruit blijkt, dat men te doen heeft met een spontaan proces of, in chemische terminologie, met een monomoleculaire reactie; de aangeslagen moleculen keeren volgens een eenvoudige waarschijnlijkheidswet naar de grondtoestand terug onder uitstraling van een quantum. Dat de fluorescentie van gewone oplossingen zoo kort duurt en in vaste en taai vloeibare oplossing zooveel langer, heeft men willen toeschrijven aan een omzetting, onmiddellijk na de absorptie, in een metastabiele toestand met zeer geringe overgangswaarschijnlijkheid. Geheel opgehelderd is deze zaak nog niet.

Anorganische bijmengselfosforen

Geheel analoog aan de boven beschreven organische bijmengselfosforen zijn de talrijke anorganische kristalfosforen, die hun luminesceerend vermogen aan bepaalde bijmengselen ontleenen. Hiervan willen wij een aantal voorbeelden bespreken.

Voegt men aan een gesmolten alkalihalogenide, bijv. KCl, een spoortje toe van het overeenkomstige halogenide van een ander metaal: thallium, lood, koper of zilver, en laat men de smelt uitkristalliseeren, dan neemt men een verandering in het absorptiespectrum waar. Het absorptiespectrum van de alkalihalogeniden bestaat uit absorptiebanden, welke meestal ver in het ultraviolet gelegen zijn. Wanneer men aan het rooster één van bovengenoemde metalen heeft toegevoegd, blijken er nieuwe absorptiebanden te zijn ontstaan, welke karakteristiek zijn voor het toegevoegde metaal en voor het halogeen. Wanneer men met licht van de golflengte dezer absorptiebanden bestraalt, treedt een sterke luminescentie op. Na beëindigen van de bestraling neemt de intensiteit van het nalichten zuiver exponentieel af, met een halveeringstijd van ongeveer een minuut.

Als drager van de luminescentie moet men hier be-

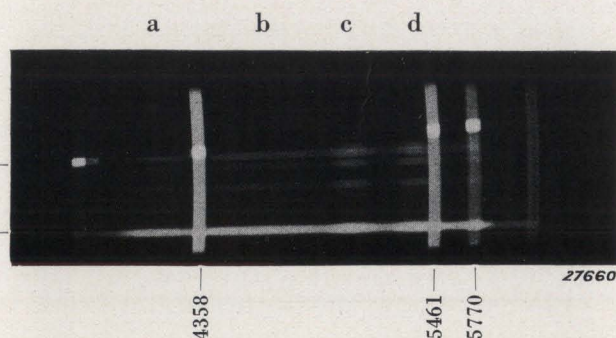


Fig. 3. Fluorescentie van onzuiver anthraceen; een plaatje bedekt met de te onderzoeken stof is bestraald met het spectraal ontlede licht van een kwiklamp, groote golflengte boven, kleine golflengte beneden. Het uitgestraalde fluorescentielicht is door een tweede spectraalapparaat horizontaal in een sprektum uiteengespreid; van onder naar boven gaande ziet men de fluorescentie onder de invloed van de kwiklijnen 2537, (2967), 3130, 3650, 4047, (4358) Å, waarbij zwakke lijnen tusschen haakjes zijn geplaatst. In het laatstgenoemde geval lichten alleen de blauwgroene en groene banden (c, d) bij de andere ook violette en blauwe banden (a, b). De lijnen 5461 en 5770 Å zijn onwerkzaam.

⁴⁾ Vgl. Philips techn. T. 3, 136, 1938.

schouwen een complex ion van het toegevoegde metaal met het halogeen (bijv. TiCl_4^{--} , PbCl_4^{--}). Dit is overtuigend gebleken uit het feit, dat dezelfde complexe ionen ook in oplossingen dezelfde fluorescentie vertoonen. Wanneer men bijv. een geconcentreerde oplossing van een thallium-halogenide en een geconcentreerde oplossing van een overeenkomstig alkalihalogenide bijeenvoegt, dan ontstaan in het absorptiespectrum van de oplossing exact dezelfde absorptiebanden als in het fosforesceerende alkalihalogenide kristal, terwijl bovendien deze oplossing fluorescentie vertoont.

Het emissiespectrum van robijn (aluminium-oxyde, waarin sporen ($\sim 10^{-3}$ %) chroom zijn opgenomen) bestaat uit een aantal scherpe lijnen in het rood, welke gedeeltelijk ook als absorptielijnen optreden en een nalichtduur van 10^{-2} à 10^{-3} s vertoonen. Men heeft deze lijnen kunnen identificeren als overgangen tusschen bekende energieniveaus van het driewaardige chroomion. In het vrije ion zouden deze overgangen „verboden” zijn, maar onder invloed van de elektrische velden der naburige ionen ontstaat een eindige overgangswaarschijnlijkheid. Men heeft deze interpretatie nog kunnen bevestigen door de magnetische splitsing van deze lijnen te onderzoeken.

Daar de luminescentie zoowel als de absorptie van robijn sterk gepolariseerd is volgens richtingen, die samenhangen met de kristalassen, is het zeer waarschijnlijk, dat het chroomion hier deel uitmaakt van het kristalrooster en niet op een willekeurige plaats in het grondmateriaal is ingesloten.

Zinksulfide vertoont reeds in zuivere toestand een zwakke luminescentie en we kunnen deze stof dus onder zeker voorbehoud rangschikken onder de lichtende zuivere stoffen, die wij in de aanvang besproken hebben. De schitterende luminescentie van de zinksulfide-fosforen wordt echter veroorzaakt door sporen van bepaalde metalen, die aan het zinksulfide zijn toegevoegd in dikwijls uiterst geringe concentraties. (Een concentratie van 10^{-6} koper is bijv. reeds voldoende om een sterke luminescentie teweeg te brengen).

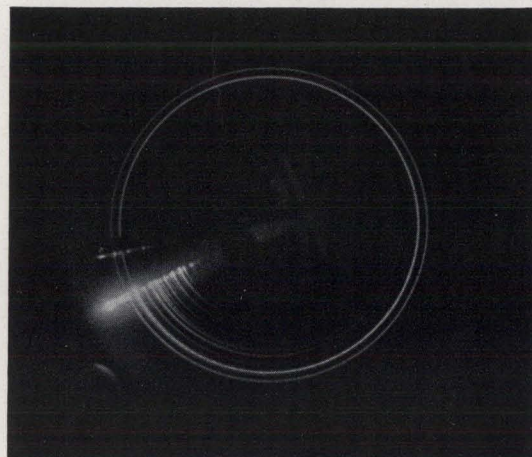
Bij deze fosforen treden nu verschijnselen op, die wij bij geen van de in het voorgaande besproken stoffen hebben ontmoet. In alle voorgaande gevallen treedt de luminescentie van een „bijmengsel” alleen dan op, wanneer de golflengte van het ingestraalde licht in het voor dat bijmengsel karakteristieke absorptiespectrum valt. Bij de zinksulfidefosforen daarentegen wordt licht, dat geabsorbeerd is door het zinksulfidekristal zelf, met een hoog rendement omgezet in straling, die

karakteristiek is voor het sporadisch aanwezige bijmengsel.

Deze merkwaardige eigenschap, waaraan deze fosforen hun groote lichtsterkte te danken hebben, gaat gepaard met een tweede eigenschap, die wij evenmin bij de in het voorgaande besproken stoffen hebben aangetroffen. De zinksulfide-fosforen zijn in het donker volkomen isoleerende stoffen. Worden ze echter bestraald met licht, dat door hen geabsorbeerd wordt, dan verkrijgen ze electrisch geleidingsvermogen (fotogeleiding).

Het verband tusschen deze beide eigenschappen kan men zich als volgt voorstellen. Bij de absorptie van een lichtquantum in het zinksulfide-rooster, dat opgebouwd is uit tweewaardige positieve ionen Zn^{++} en tweewaardige negatieve ionen S^{--} , wordt een electron onttrokken aan een ion S^{--} , waardoor een ion S^- achterblijft; dit electron voegt zich bij een ion Zn^{++} , dat daardoor een ion Zn^+ wordt. Het electron zal echter in de loop van de tijd niet steeds bij hetzelfde zink-ion blijven, het kan van het eene naar het andere wandelen. Evenzoo zal een zwavel-ion, dat een electron mist, dit wel eens van een van de omringende zwavel-ionen terug krijgen, dat dan op zijn beurt tot een ion S^- wordt. De plaats, waar een electron ontbreekt („open plaats”), zal zich dus ook door het rooster bewegen. Aan deze twee oorzaken is het geleidingsvermogen te danken.

Wanneer een electron en een „open plaats” recombineren, dan komt de geabsorbeerde energie weer vrij. Het blijkt nu, dat deze energie met een hoge quanta-opbrengst wordt omgezet in straling, die karakteristiek is voor het sporadisch aanwezige activeerende metaal. Hoe deze overdracht van ener-



27661

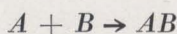
Fig. 4. Foto van een draaiende schijf, bedekt met een ZnS-Cu -fosfor, waarbij een kwikspectrum zoodanig is geprojecteerd, dat het met een straal van de cirkel samenvalt. Groote golflengten geven aanleiding tot volledige cirkels (lang nalichten), kortere golflengten tot onvolledige cirkels (kort nalichten); de omwentelingstijd is van de orde van enkele seconden.

gie plaats vindt, is nog niet bekend. Voorloopig kan men zich het proces het beste zoo voorstellen, dat het vreemde metaal als „katalysator” optreedt bij de recombinatie van de electronen met de „open plaatsen”, waarbij een gedeelte van de recombinatie-energie als aanslagenergie op het vreemde metaal overgedragen en vandaar weer uitgestraald wordt.

Het zooeven beschreven beeld vindt een sterke steun in een derde verschijnsel, dat wij wederom bij geen van de in het voorgaande behandelde fosforen hebben aangetroffen. De intensiteit van het nalichten als functie van de tijd (fig. 4) verloopt namelijk, althans in de eerste seconden, niet volgens een exponentieele functie, doch volgt veelal de „hyperbolische” wet:

$$I = \frac{I_0}{(1 + t/\vartheta)^2} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (2)$$

Het is nu uit de chemie bekend, dat een bimoleculaire reactie aanleiding geeft tot een hyperbolische tijdfunctie. Immers, zijn twee atoomsoorten *A* en *B* in gelijke concentratie *n* aanwezig en vindt de reactie



plaats, dan geldt voor hun afname als functie van de tijd,

$$-\frac{dn}{dt} = bn^2 \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (3)$$

De oplossing van deze differentiaal-vergelijking is

$$n = \frac{n_0}{1 + bn_0 t} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (4)$$

Stelt nu *A* een electron, *B* een „open plaats” voor en geeft hun vereeniging aanleiding tot de emissie van een lichtquantum, dan zal, als deze vereeniging volgens de wet van de bimoleculaire reactie geschiedt, de intensiteit gegeven zijn door

$$I = -\frac{dn}{dt} = \frac{b n_0^2}{(1 + bn_0 t)^2} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (5)$$

Deze uitdrukking is identiek met (2), wanneer men stelt:

$$I_0 = bn_0^2, \quad \vartheta = 1/bn_0 = 1/\sqrt{bI_0}.$$

Het zeer langdurige nalichten, dat sommige zinksulfiden bij bestralen met licht van geschikte golf-

lengte vertoonen, moet vermoedelijk aan een meer ingewikkeld mechanisme worden toegeschreven.

Tot slot kunnen we nog een aantal gevallen opsommen, waarbij eveneens het luminesceerend vermogen ontleend is aan sporen van vreemde metalen, die in een kristalrooster zijn opgenomen. Bij het calciumwolframaat, dat wij reeds leerden kennen als luminesceerende zuivere stof, kan door sporen van bijv. samarium een luminescentie te weeggebracht worden, waarbij naast het (blauwe) wolframaatspectrum ook het (roode) samarium-spectrum uitgezonden wordt.

Ook vele silicaten, die in zuivere toestand geen luminescentie vertoonen, verkrijgen deze eigenschap in sterke mate door het toevoegen van sporen mangaan. Zoowel de geactiveerde wolframaten als de luminesceerende silicaten vinden uitgebreide technische toepassing.

Een ander voorbeeld van lijnen- en banden-fluorescentie door toevoegen van sporen van vreemde stoffen is het mineraal fluoriet, dat in zuivere toestand (CaF_2) niet luminesceert. Met sporen zeldzame aarden (bijv. europium) ontstaan schitterend fluoresceerende kristallen, die men in de natuur veelvuldig aantreft, terwijl men ze ook kunstmatig kan bereiden (fig. 5). Of deze lumines-

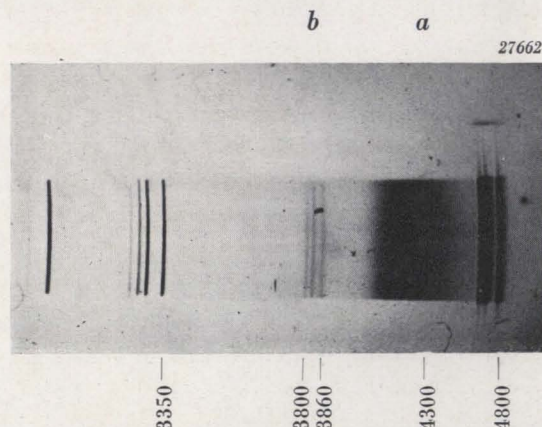


Fig. 5. Foto van het fluorescentiespectrum van een blauw fluoresceerende fluoriet, opgewekt door het licht van een zinklamp (2138 Å). De scherpe spectraallijnen zijn andere zinklijnen, welke het gevolg zijn van het onvoldoende monochromatisch zijn van het bestralende licht. *a* blauwe band (Eu), *b* lijnen-fluorescentie (Tb?).

centie-verschijnselen zich aansluiten bij die der alkalihalogeniden of bij die der zinksulfiden, is op het oogenblik nog niet te zeggen.

TOEPASSINGEN VAN KATHODESTRAALBUIZEN. III

door H. VAN SUCHTELEN.

621.317.755; 621.385.832

Onderzoek van hoogfrequente verschijnselen.

In het vorige artikel van deze serie werd reeds een geval behandeld, waarbij een hoogfrequente trilling (470 kper/s) direct geoscillografeerd werd ¹⁾. Inderdaad is de kathodestraaloscillograaf het unieke instrument voor directe meting van hoogfrequent-verschijnselen en wij zullen daarvan nog eenige voorbeelden geven.

Meting van modulatie diepten

De krommevorm van de enkele periode is bij een hoogfrequente trilling meestal niet zoo belangrijk als bij trillingen van lage frequentie. Hoogfrequente trillingen worden nl. meestal in resonantieketens opgewekt en verwerkt en daardoor heeft men haast steeds automatisch met de zuivere sinusvorm te maken. Van groot belang daarentegen in de radio-techniek is het gedrag van de trilling, beschouwd over een tijd, die groot is ten opzichte van de eigen periode. De technische hoogfrequenttrilling is nl. haast steeds min of meer periodiek gemoduleerd en de vorm van deze modulatie kan men met de oscillograaf direct zichtbaar maken.

De frequentie van de modulatie is in het algemeen zeer klein ten opzichte van de frequentie van de trilling zelve. Wenscht men dus een volledige periode van de modulatie te beschouwen, dan zal men een beeld verkrijgen, waarop een zeer groot aantal perioden van de hoogfrequente trilling voor-

komen. In het algemeen is dit aantal zoo groot, dat de afzonderlijke sinusvormen niet meer te onderscheiden zijn en een gelijkmatig verlicht vlak ontstaat. Dit ziet men in de opname fig. 1, opgenomen van een hoogfrequente trilling, die sinusvormig gemoduleerd is. Dat de hoogfrequente trilling zelf niet onderscheiden kan worden, is, zooals gezegd, in het algemeen geen bezwaar, het gaat alleen om de omhullende. Uit fig. 1 is nu een belangrijk gegeven, de diepte van de modulatie, vrij nauwkeurig af te meten. Zij bedroeg in dit geval 35%. Dit wil zeggen, dat de variatie van de hoogfrequente amplitude 35% bedraagt van de gemiddelde amplitude. In fig. 2 is een oscillogram weergegeven, dat bij 75% modulatie diepte werd opgenomen.

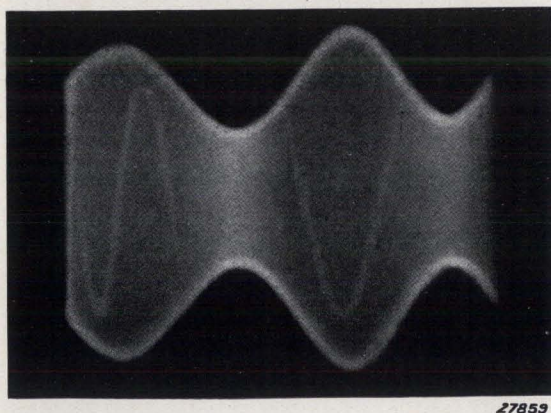


Fig. 1. Opname van een draaggolf van 300 kper/s, sinusvormig gemoduleerd met 400 per/s. Modulatie diepte ongeveer 35%. De golven van de hoogfrequente trilling zijn bij de hier gekozen zaagtandfrequentie van 200 per/s niet meer van elkaar gescheiden.

¹⁾ Philips techn. T. 3, 153, 1938. Een ander direct oscillogram van hoogfrequente trillingen vindt men in een artikel van L. Blok over hoogfrequente trillingen in natriumlampen, Philips techn. T. 1, 87, 1936, fig. 2.

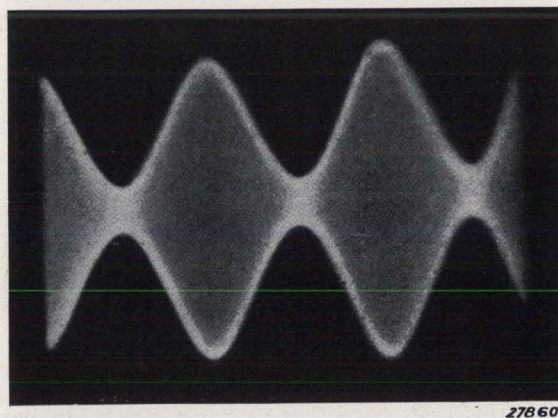


Fig. 2. Opname van dezelfde draaggolf als fig. 1, echter met een modulatie diepte van 75%.

Bij beide opnamen werd de horizontale beweging van de lichtvlek veroorzaakt door een zaagtandvormige spanning ²⁾. Om een stilstaand beeld te verkrijgen moet de periode van deze tijdasspanning gelijk zijn aan een geheel aantal perioden van de modulatie. (In fig. 1 en 2 resp. twee en drie perioden).

Op deze wijze meet men niet alleen de diepte van de modulatie, maar men neemt tevens de krommevorm van de modulatie waar en kan dus bijv. vaststellen, of deze al of niet sinusvormig is. Dit alles is mogelijk, wanneer sprake is van modulatie door een bepaalde toon, zooals bij laboratoriummetingen veelal het geval is.

Bij metingen gedurende het bedrijf, aan radiozenders, treft men andere omstandigheden aan. Daar

²⁾ Over het opwekken van deze spanning in het oscillograaf-apparaat zie bijv. Philips techn. T. 1, 147, 1936.

is meestal de hoogfrequente trilling gemoduleerd door spraak of muziek. Zou men nu een oscillogram opnemen als dat van fig. 1 of 2, dan zou een voortdurend wisselend beeld ontstaan, dat men niet meer door een bepaalde keuze van de tijdsfrequentie tot stilstaan zou kunnen brengen.

Toch is het wel mogelijk, om ook in dat geval een indruk te krijgen van momenteele modulatie diepten. In dat geval maakt men zich onafhankelijk van de modulatiefrequentie, door als horizontale afbuigspanning niet meer een zaagtandspanning te gebruiken, doch de laagfrequente wisselspanning, die in de zender gebruikt wordt om de hoogfrequente trilling te moduleeren. In het beeld wordt nu een hoogfrequente amplitude weergegeven niet meer als functie van de tijd, maar als functie van de momenteele waarde van de moduleerende spanning. Het diagram, dat op deze wijze ontstaat, is weergegeven in fig. 3a en 3b, die overeenkomen met resp. fig. 1 en 2.

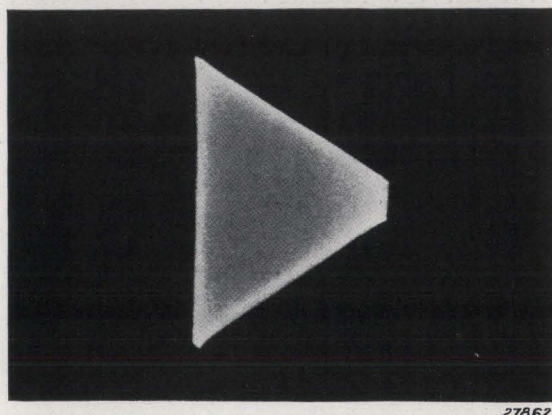
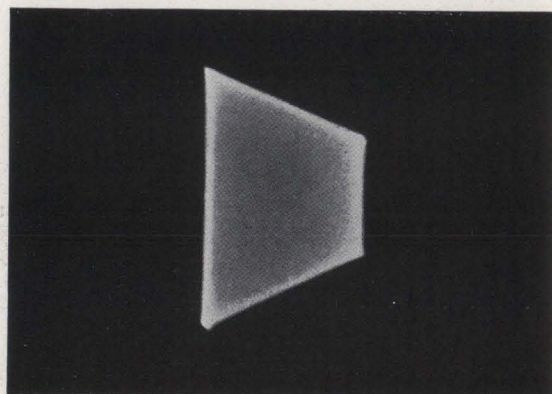


Fig. 3. Opname van hetzelfde gemoduleerde hoogfrequente signaal als fig. 1 en 2, echter niet als functie van de tijd maar als functie van de momenteele waarde van de modulatie-spanning. a) 35% modulatie (fig. 1), b) 75% modulatie (fig. 2).

De modulatie diepte kan in deze diagrammen worden gevonden uit de lengten der twee verticale begrenzingen. Uit de twee schuine begrenzingen kan men concluderen, of in de modulatie trap van de zender vervorming optreedt. Men tracht natuurlijk een

zuiver lineair verband tussen hoogfrequente amplitude en modulatiespanning te verkrijgen.

Wanneer nu niet, zooals in fig. 3a of b, modulatie met een constante diepte plaats heeft, doch gemoduleerd wordt door spraak of muziek, dan ziet men bijv. fig. 3 overgaan in fig. 4 of omgekeerd

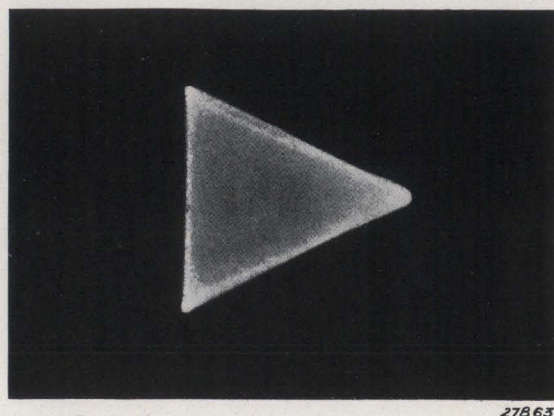


Fig. 4. Opname van dezelfde draaggolf als in fig. 3a en b, echter met een modulatie diepte van 95%.

en wel in een zeer snel tempo. Gemiddeld krijgt men de indruk van een diagram, waarvan de contouren zijn gegeven door de grootste modulatie diepte, die voorkomt. De schuine zijden van de verschillende trapezijs blijven natuurlijk steeds in elkaars verlengde vallen, doch de verticale zijden bewegen zich snel heen en weer. Op de momenten, dat de modulatie diepte het theoretische maximum van 100% bereikt, ziet men een driehoek (fig. 4).

De modulatie diepte kan ook op verschillende wijzen indirect gemeten en op een wijzer instrument afgelezen worden. Door de traagheid van een dergelijk instrument is het dan echter niet mogelijk de zeer kortstondige maxima vast te stellen, die kunnen voorkomen, wanneer de diepte van de modulatie niet begrensd wordt. Op de beschreven wijze met de kathodestraaloscillograaf is dit blijkbaar wel mogelijk. Zelfs kan op vrij eenvoudige wijze de maximale modulatie diepte, die gedurende een gedeelte van een uitgezonden programma voorkomt, fotografisch worden vastgelegd, iets wat van belang kan zijn bij de exploitatie van omroepzenders.

Onderzoek van frequentiemodulatie

Er bestaan verschillende wijzen om een hoogfrequente trilling te moduleeren. Bij de hiervóór besproken „amplitudemodulatie” wordt de amplitude van de trilling met de tijd gevarieerd. Men kan echter ook de frequentie met de tijd variëren. Deze wijze van moduleeren wordt „frequentiemodulatie” genoemd en kan evenals amplitudemodulatie toegepast worden voor de overdracht van spraak of muziek.

In sommige gevallen treedt een dergelijke modulatie ongewild, als storing, op door onvoldoende vereffening van voedingsspanningen van versterkerlampen. De modulatiefrequentie is dan meestal de netfrequentie of een veelvoud daarvan.

Het vaststellen van een niet te geringe frequentiemodulatie is met de kathodestraaloscillograaf betrekkelijk eenvoudig. Wanneer men van de hoogfrequente trilling het oscillogram zou opnemen over één periode van de modulatiefrequentie, dan zou men de frequentie van de trilling in elk punt van het oscillogram door directe telling kunnen opmeten, indien niet het oscillogram veel te dicht beschreven was. De frequentie van de draaggolf is immers van een geheel andere orde van grootte dan die van de modulatie. Nu heeft men echter in het superheterodyne principe, dat in de radiotechniek veelvuldig wordt toegepast, een betrekkelijk eenvoudig middel, om een gegeven frequentie met een constant willekeurig bedrag te verkleinen of te vergroten³⁾. Wanneer men aan het rooster van een versterkerlamp met gekromde karakteristiek twee wisselspanningen tegelijk toevoert, vindt men in de stroom van de plaatketen behalve de oorspronkelijke frequenties ook de som- en de verschilfrequentie.

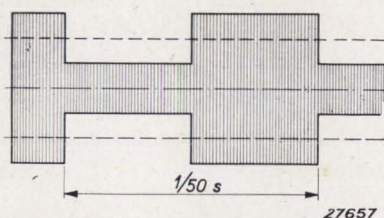


Fig. 5. Draaggolf met een rechthoekige modulatie van 50 perioden. Deze modulatie is speciaal geschikt om te onderzoeken of de draaggolfrequentie afhankelijk is van de modulatiespanning (zie fig. 6).

Stel dat men de frequentiemodulatie onderzoeken wil van een hoogfrequente trilling van gemiddeld 10^7 per/s, dan kan men door bijmengen van een trilling met de constante frequentie $(10^7 + \nu)$ een verschilfrequentie van de gemiddelde frequentie ν verkrijgen. Deze verschilfrequentie ondervindt dezelfde absolute fluctuatie als de oorspronkelijke trilling van 10^7 perioden. Van deze verschilfrequentie kan een oscillogram opgenomen worden over de tijd van één modulatieperiode, die bijv. $1/50$ seconde kan bedragen. Over deze $1/50$ seconde moeten dan gemiddeld $\nu:50$ trillingen te tellen zijn. Kiest men voor ν een frequentie van 500 à 1000 per/s, dan zijn de trillingen zeer goed te onderscheiden, terwijl tevens de fluctuaties

gedurende de modulatieperiode zijn vast te stellen.

Om dit te illustreeren geven wij in fig. 6 een oscillogram dat als volgt ontstaan is. Een hoogfrequente trilling van 10^7 per/s is met een frequentie van 50 perioden zoo gemoduleerd, dat de amplitude volgens de rechthoekige kromme van fig. 5 verloopt. Door een minder gunstige eigenschap van de schakeling in kwestie, ontstaat hierbij ook een frequentiemodulatie, die nog aangetoond moet worden.

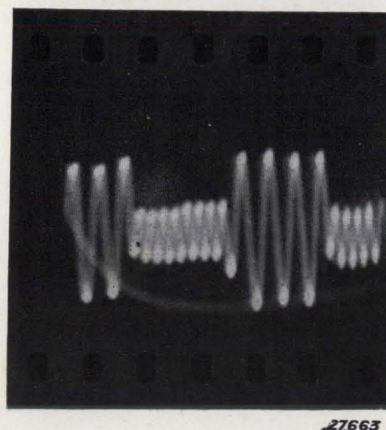


Fig. 6. Opname van een spanning, verkregen door toepassing van het superheterodyne principe op een draaggolf van 10^7 per/s, gemoduleerd volgens fig. 5 en een hulpspanning van $10^7 + \text{ca. } 500$ per/s. De verschilfrequentie neemt iets toe met afnemende modulatiespanning.

Nu wordt deze te onderzoeken trilling tezamen met het signaal van een hulpgenerator aan een menglamp toegevoerd. De trilling uit de anodeketen wordt via een geschikt filter toegevoerd aan een oscillograaf. De tijdschaling van de oscillograaf is zaagtandvormig. De frequentie is 25 per/s en wordt gesynchroniseerd met de modulatiespanning van 50 per/s. De frequentie van de hulpgenerator wordt nu zóó ingesteld, dat een stilstaand beeld ontstaat (fig. 6) van twee modulatieperioden.

In dit oscillogram komt in de eerste plaats duidelijk de amplitudemodulatie weer tot uiting. Maar verder telt men bij de lagere amplitude 8 opeenvolgende hoogfrequente trillingen en bij de hogere amplituden 4. Daar deze getallen geteld worden over een halve modulatieperiode, dus over $1/100$ s, waren de resp. frequenties 800 en 400 per/s. De afwijking van het gemiddelde bedraagt dus telkens $\pm$ of $-$ 200 perioden. Dezelfde afwijking treedt ook op ten opzichte van de oorspronkelijke trilling van 10^7 per/s. Men ziet dus, dat op deze wijze wel een zeer klein percentage frequentiemodulatie kan worden vastgesteld. Bij sinusvormige modulatie is de variatie natuurlijk moeilijker uit een oscillogram af te tellen, doch nog steeds goed waarneembaar.

³⁾ Over het superheterodyne principe zie Philips techn. T. 1, 26, 1936.

Overgenereren van oscillatoren

Als derde toepassingsvoorbeeld voor de kathodestraaloscillograaf op hoogfrequentgebied geven wij eenige oscillogrammen, die verkregen werden bij het onderzoek van het zg. „overgenereren” van een teruggekoppelde oscillatorlamp. Het prinscipeschema van een lamp met terugkoppeling is weergegeven in fig. 7. In de afstemketen LC kan een trilling onderhouden worden, doordat bij voldoende koppeling tussen de spoelen M en L de verliezen in de kring weer aangevuld worden uit de anodeketen. De wisselspanning aan C veroorzaakt immers door inwerking op het stuurrooster een wisselstroom in de anodeketen. Tevens verkrijgt, door gelijkrichting in de roosterketen, de condensator C_g een lading, die ongeveer evenredig is met de amplitude van de trilling; deze lading maakt het rooster van de lamp negatief ten opzichte van de kathode.

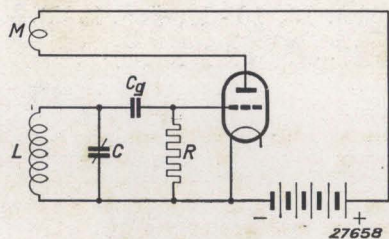


Fig. 7. Principe-schakeling van een oscillator.

Naarmate de negatieve vóórspanning van het rooster sterker wordt, wordt de versterking van de lamp minder, dus wordt een relatief kleiner bedrag aan energie teruggevoerd. Daardoor stelt zich normalerwijze een evenwicht in, waarbij amplitude en negatieve spanning zoo groot geworden zijn, dat juist de verliezen in de afstemketen worden aangevuld.

Is de koppeling tussen M en L te vast, dan bestaat de mogelijkheid, dat de evenwichtsinstelling overschreden wordt en dat daarna de negatieve spanning van het rooster zoo groot wordt, dat de trilling afgebroken wordt. De negatieve lading vloeit vervolgens weg over R in fig. 7 en de kring komt opnieuw in trilling. Dit verschijnsel herhaalt zich dan met een frequentie, die meestal in het hoorbare gebied ligt, en uit zich als een hinderlijk gekrijsch in de luidspreker van het ontvangersapparaat.

Neemt men onder dergelijke omstandigheden

het oscillogram op van de spanning aan de afstemkring, dan verkrijgt men fig. 8. Dit oscillogram is opgenomen, terwijl de afstemkring op 1000 kper/s was afgestemd. Men ziet, dat de trilling telkens zeer snel aangroeit, om dan weer na het afbreken volgens de bekende exponentiële functie van de tijd uit te sterven.

999Z

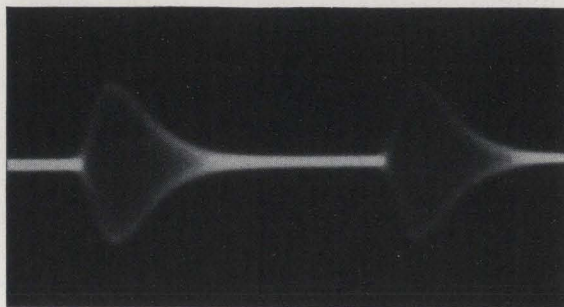


Fig. 8. „Overgenereren” van een oscillator. Wanneer de amplitude van de oscillaties een bepaalde waarde overschrijdt, dan houdt de lamp plotseling op te genereren. De oscillaties nemen dan exponentieel af. Pas wanneer de trilling bijna tot nul is afgenomen, begint de lamp weer te genereren.

Het kan in bepaalde gevallen voorkomen, dat aan de oscillerende keten een tweede afstemkring gekoppeld is van dezelfde afstemming. Wanneer de koppeling tussen beide ketens een bepaalde kritische waarde overschrijdt, dan vloeit een gedeelte van de trillingsenergie tussen de beide trillingskringen heen en weer en dientengevolge vertoont de spanning zwevingen. In fig. 9 is de spanning aan een van de beide trillingskringen weergegeven.

999Z

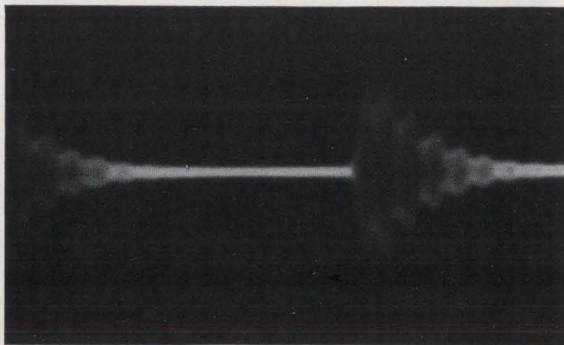


Fig. 9. Overgenereren van een oscillator, waaraan een tweede kring gekoppeld is. Tijdens het telkens herhaalde uittrillen treden zwevingen op, omdat een gedeelte van de trillingsenergie periodiek van de ene trillingskring naar de andere overgaat en omgekeerd.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN.

1286*: H. C. Hamaker: Potential curves as a basis for the discussion of colloid phenomena (Chem. Wbl. 35, 47 - 57, Jan. 1938)¹⁾.

Voor de inhoud van deze voordracht kan in hoofdzaak worden verwezen naar de oorspronkelijke publicaties 1154, 1174 en 1211. In het bijzonder geeft dit artikel een algemenere formulering van het probleem, dat in 1174 behandeld werd.

1287*: E. J. W. Verwey: Double layer and stability of lyophobic colloids (Chem. Wbl. 35, 70 - 79, Jan. 1938)¹⁾.

Aan het voorbeeld van het zilverjodide-sol wordt de stabiliteit van colloïden beschreven als een gevolg van de electrische dubbellaag, die bij deze colloïden aanwezig is.

1288: N. W. Timoféeff-Ressovsky, K. G. Zimmer und F. A. Heyn: Auslösung von Mutationen an *Drosophila melanogaster* durch schnelle Li + D - Neutronen (Naturwissenschaften 26, 108 - 109, Febr. 1938).

Een lithiumplaatje, gebombardeerd met snelle deutronen, zendt een groote hoeveelheid snelle neutronen uit. Deze werden gebruikt om mutaties te voorschijn te roepen bij vliegen.

1289: W. G. Burgers and J. J. A. Ploos van Amstel: Electron-optical observation of transition of α - into β -zirconium (Nature 141, 330, Febr. 1938).

Electronenmicroscopische waarnemingen aan zirconium blijken in overeenstemming te zijn met de uit röntgenbeelden getrokken conclusie, dat de overgang tusschen hexagonaal α - en kubisch β -zirconium geschiedt door een homogene afschuiving en rek (eventueel samendrukking) van samenhangende roostergebieden.

1290: W. G. Burgers and J. J. A. Ploos van Amstel: Lecture-room demonstration of electron-optical crystal patterns (Nature 141, 370, Febr. 1938).

Beschreven wordt, hoe men een dusdanig licht-sterk electronenmicroscop kan maken, dat het op het fluorescentiescherm ontworpen beeld van de kristalstructuur van het metaaloppervlak langs optische weg kan worden geprojecteerd op een scherm van 50 bij 50 cm, waarop men dan een beeld verkrijgt, dat geschikt is voor demonstratie in een collegezaal.

1291: M. J. O. Strutt: Die charakteristischen Admittanzen von Mischröhren für Frequenzen bis 70 Megahertz (El. Nachr. Techn. 15, 10 - 17, Jan. 1938).

De belangrijkste te meten eigenschappen van menglampen (octoden en hexoden) worden besproken, waarna het schakelschema van een meet-inrichting wordt behandeld, die tot ong. 1,5 MHz gebruikt kan worden.

Ingangs- en uitgangsadmittantie en conversie-steilheid zijn bepaald voor octoden type AK 2 en hexoden type ACH 1, benevens de admittantie van het eerste naar het vierde rooster van de octode. Verder wordt nog bijzondere aandacht besteed aan de afscherming van een tweede meet-inrichting, die voor korte golven geschikt is. Meet-resultaten gaande tot 50 MHz worden meegedeeld. Tenslotte worden metingen en berekeningen besproken betreffende het inductie-effect bij octoden.

In Juni 1938 is verschenen:

Philips Transm. News 5, no. 2:

C. G. A. von Lindern und G. de Vries: Eine Telefonverbindung auf ultrakurzen Wellen zwischen Eindhoven und Tilburg.

Vier Kurzwellen-Rundfunksender, Typ KVFH 10/12a, für Britisch-Indien.

Tj. Douma: Innere Selbstinduktion von Spulen und ihr Einfluß auf den Temperaturkoeffizienten der Spule (Schluß).

*) Van publicaties, gemerkt met een *, is geen voor verspreiding voldoende aantal overdrukken beschikbaar. Van de andere publicaties verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvraag gaarne overdrukken.

¹⁾ 1286* en 1287* zijn voordrachten gehouden op een symposium over de dynamica van hydrophobe suspensies en emulsies, dat 5 en 6 Nov. 1937 te Utrecht heeft plaats gevonden. Alle op dit symposium gehouden voordrachten zijn als overdrukken uit het Chem. Wbl. vereenigd in een boekje, dat verschenen is bij den uitgever Centen te Amsterdam.